

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКА НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ МІСЬКОГО ГОСПОДАРСТВА

О.В. Ромашко, В.А. Міланко

КУРС ЛЕКЦІЙ

Термодинаміка

(для студентів за напрямком підготовки 6.060101 - «Будівництво»
спеціальності «Теплогазопостачання і вентиляція»)

ХАРКІВ - ХНАМГ – 2009

УДК 696 (075)

Ромашко, О.В. Курс лекцій з дисципліни «Термодинаміка» (для студентів напрямку підготовки 6.060101 - «Будівництво» спеціальності «Теплогазопостачання і вентиляція») / О.В. Ромашко, В.А. Міланко; Харк. нац. акад. міськ. госп-ва. – Х.: ХНАМГ, 2009. - 167 с.

Автори: к.т.н., доцент О.В. Ромашко, В.А. Міланко

Друкується як курс лекцій для студентів технічних спеціальностей за рішенням Вченої ради Академії, протокол № 10 від 19.06.09

У лекціях розглянуто властивості пари й вологого повітря, термодинаміку потоку, властивості реальних газів, а також запропоновано задачі, тести й контрольні запитання, необхідні для засвоєння дисципліни.

Призначені для студентів технічних спеціальностей Академії.

Рецензенти:

І.І. Капцов - професор, доктор технічних наук, завідувач кафедри Експлуатації газових і теплових систем Харківської національної академії міського господарства;

В.М. Кошельник - професор, кандидат технічних наук (Національний технічний університет «ХПІ»).

ВСТУП

Термодинаміка – наука про закономірності перетворення енергії.

Основи термодинаміки були закладені в XIX в., коли у зв'язку з розвитком машинного виробництва і теплових двигунів виникла необхідність вивчення закономірностей перетворення тепла в роботу.

Термодинаміка дозволяє встановити, в якому напрямі можуть протікати різні фізичні і хімічні процеси в тих або інших системах. Як буде показано далі, термодинаміка розкриває глибокі зв'язки між різними властивостями речовини; в принципі не дозволяє, маючи, наприклад, дані про теплоємність речовини, за допомогою термодинамічних методів обчислювати щільність цієї речовини і навпаки.

На відміну від багатьох областей фізики і хімії термодинаміка не оперує якими-небудь моделями будови речовини і взагалі безпосередньо не пов'язана з уявленням про мікроструктуру речовини.

У цьому і перевага, і недостатність термодинаміки. Сама по собі термодинаміка не може дати яких-небудь відомостей про властивості речовини. Але якщо відомі деякі дані про властивості речовини або системи, то термодинамічні методи дозволяють одержати цікаві і важливі висновки.

В основу термодинаміки покладені два основних закони. Перший закон термодинаміки характеризує кількісну сторону процесів перетворення енергії, а другий закон встановлює якісну сторону (спрямованість) процесів, що відбуваються у фізичних системах. Використовуючи тільки ці два закони, методом строгої дедукції можна одержати всі основні виведення термодинаміки.

Термодинаміка застосована для всіх систем, для яких справедливі закони, що лежать в її основі. Перший закон термодинаміки є кількісний вираз закону збереження і перетворення енергії і має загальний характер. Що ж до другого закону, то він ґрунтується на досвіді людства, накопиченому при спостереженні макросистем в межах, доступних нашому безпосередньому спостереженню.

ЗМ 1. ІДЕАЛЬНІ ГАЗИ

1.1. ПЕРШИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ І ВИЗНАЧЕННЯ

1.1.1. Термодинамічна система й навколишнє середовище

Термодинамічною системою називається сукупність матеріальних тіл, що є об'єктом вивчення і перебувають у взаємодії з навколишнім середовищем.

Найпростішим прикладом термодинамічної системи може бути газ, що перебуває в циліндрі з поршнем. Навколишнім середовищем тут є циліндр і поршень, повітря, що їх оточує.

Термодинамічна система називається ізольованою, якщо вона не допускає обміну з навколишнім середовищем як теплотою, так і роботою.

Система називається напівізольованою, якщо вона допускає обмін або теплотою, або роботою.

Система називається неізольованою, якщо вона допускає обмін із середовищем і теплотою, і роботою.

Система, що має у всіх своїх частинах однаковий склад і фізичні властивості, називається фізично однорідною. Однорідна термодинамічна система, в середині якої немає поверхні розділу, називається гомогенною (лід, вода, пара), у протилежному разі - гетерогенною (лід і вода, вода й пара та ін.).

Робоче тіло - тіло, за допомогою якого виконується взаємне перетворення теплоти й роботи. Наприклад, у парових турбінах робочим тілом є водяна пара, у газових турбінах - газ, у холодильних установках - фреони, аміак, вуглекислота та ін.

1.1.2. Основні термодинамічні параметри стану

Кожний рівноважний стан (див. п.1.3) термодинамічної системи характеризується певними фізичними величинами - рівноважними параметрами стану. Внутрішні параметри характеризують внутрішній стан системи. До них

відноситься тиск, температура, об'єм та ін. Зовнішні параметри характеризують положення системи (координати) у зовнішніх силових полях та її швидкість.

Внутрішні параметри, в свою чергу, підрозділяються на інтенсивні й екстенсивні. Інтенсивні - це параметри, величина яких не залежить від розмірів (маси) тіла (тиск, температура, питомий об'єм, але не об'єм, питома теплоємність). Екстенсивні параметри залежать від кількості речовини в системі (об'єм, маса та ін.).

У термодинаміці існує також розподіл параметрів на термічні (тиск, температура, об'єм) і калоричні (питома енергія, питома теплоємність, питома схована теплота фазових переходів).

Для характеристики конкретних умов, у яких перебуває дана система, або процес, що йде в системі, необхідно насамперед знати такі внутрішні параметри стану, як питомий об'єм, абсолютний тиск, абсолютна температура.

Питомий об'єм (ν , м³/кг) - це об'єм одиниці маси або величина, обумовлена відношенням об'єму до його маси:

$$\nu = \frac{V}{m}, \quad (1.1)$$

де V – об'єм довільної кількості речовини, м³; m - маса цієї речовини, кг.

Величина, зворотна питомому об'єму, називається щільністю (ρ , кг/м³); або це маса речовини, що утримується в одиниці об'єму:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{1}{\nu}. \quad (1.2)$$

Тиск – величина, обумовлена відношенням сили (нормальної складової сили), що діє на поверхню, до площі цієї поверхні (p , Па = Н/м²):

$$p = \frac{F_H}{S}, \quad (1.3)$$

де F_H – нормальна складова сили, Н; S – площа поверхні, нормальної до діючої сили, м².

Відповідно до Міжнародної системи одиниць (СІ) питомий тиск вимірюють у ньютонках на один квадратний метр (Н/м²). Ця одиниця виміру

тиску називається паскалем (Па). Один мега паскаль дорівнює 10^6 Па ($1 \text{ МПа} = 10^6 \text{ Па}$).

Дотепер у техніці використовується також стара одиниця виміру питомого тиску - технічна атмосфера (ат), що являє собою силу в 1 кгс, яка діє на 1 см^2 площі. $1 \text{ ат} = 1 \text{ кгс/см}^2 = 10^4 \text{ кгс/м}^2 = 9,81 \cdot 10^4 \text{ Н/м}^2 = 0,981 \text{ бар}$; $1 \text{ бар} = 1,01972 \text{ кгс/см}^2$.

Розрізняють тиск атмосферний, надлишковий і розріджений (вакуум). Атмосферним називається тиск атмосферного повітря на рівні моря. За величину атмосферного тиску приймається тиск стовпчика ртуті висотою 760 мм (одна фізична атмосфера - позначається *атм*). Таким чином, $1 \text{ атм} = 760$ міліметрів ртутного стовпа (мм. рт. ст.).

Тиск, більший атмосферного, називається надлишковим, а менший - розрідженням. Для виміру тиску застосовують манометри, атмосферного тиску - барометри, розрідження - вакуумметри.

Термодинамічним параметром стану є тільки абсолютний тиск, що відраховується від абсолютного нуля тиску або абсолютного вакууму.

Для виміру тиску в техніці застосовують прилади, які вимірюють не абсолютний (повний) тиск, а різницю між абсолютним і атмосферним (барометричним) тиском. Прилади, застосовувані для виміру тисків, більших атмосферного, називаються манометрами. Вони показують надлишок тиску вимірюваного середовища над атмосферним (манометричний тиск). Для виміру тисків менших атмосферного, застосовують вакуумметри, які показують, наскільки абсолютне тиск навколишнього середовища менше атмосферного. Цю недостачу тиску до атмосферного називають вакуумом.

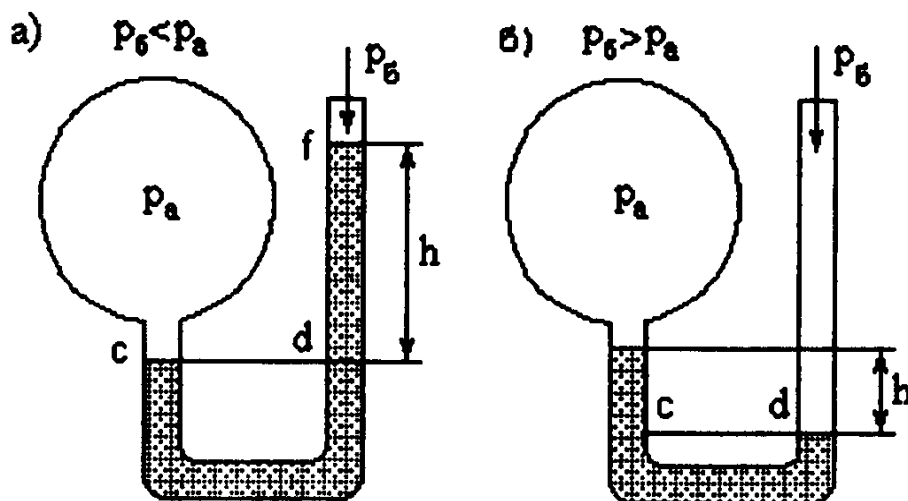


Рис. 1.1

Якщо тиск у ємкості більше атмосферного (рис. 1.1а), то в точках c і d лівого й правого коліна трубки тиски будуть однаковими, Оскільки рідина перебуває в рівновазі, а точки c і d лежать на одному рівні. Умова рівноваги сил щодо рівня cd записується у вигляді

$$F = F_1 + F_2,$$

де $F = p_a S$ – сила тиску газу на рідину в трубці в точці c ; $F_1 = p_0 S$ – сила тиску атмосферного повітря на рідину в трубці в точці f ; $F_2 = \rho g h S$ – сила тиску стовпчика рідини висотою h в точці d (вага стовпчика рідини висотою h).

Підставляючи формули для сил тиску в умову рівноваги, одержимо

$$p_a S = p_0 S + \rho g h S.$$

де p_a – абсолютний (повний) тиск газу в ємкості; p_0 – атмосферний (барометричний) тиск за барометром; ρ – щільність рідини в манометрі; $g = 9,8 \text{ м/с}^2$ – прискорення вільного падіння; $\rho g h$ – вага стовпчика рідини висотою h ; S – площа перерізу трубки манометра.

Після скорочення на S одержимо

$$p_a = p_0 + \gamma h, \quad (1.4)$$

де $\gamma = \rho g$ – питома вага манометричної рідини; $\gamma h = p_m$ – манометричний тиск стовпчика рідини висотою h , виражений в тих же одиницях, в яких дані тиски p_a й p_0 .

З формули (1.4) виходить, що $p_m = p_a - p_0$. Таким чином, манометром визначається надлишок тиску вимірюваного середовища над атмосферним.

Якщо тиск у ємкості менше атмосферного, то умова рівноваги сил, що діє на рідину в манометрі, щодо рівня cd , матиме вигляд (рис. 1.1,б).

$$p_0 I = p_a S + \rho g h S.$$

Звідси $p_a = p_0 - p_s$, де $p_s = \rho g h$ – тиск, створюваний стовпом рідини висотою h . Цей тиск визначає вакуум у резервуарі. Тобто вакуумом називають недостачу тиску p_a , в ємкості до атмосферного.

Надлишковий тиск і вакуум не є параметрами стану, Оскільки вони при тому самому абсолютному тиску можуть приймати різні значення залежно від величини атмосферного тиску.

У техніці застосовується досить велика кількість одиниць виміру тиску. Співвідношення між ними наведені в таблиці [1].

Таблиця 1.

Одиниця	Бар	Паскаль, Па (Н/м)	Фізична атмосфера, атм	Технічна атмосфера, ам (кГ/м ²)	Міліметри ртутного стовпа, мм рт. ст.	Міліметри водяного стовпа, мм вод. ст.
1 бар	1	10 ⁵	0,987	1,02	750	10200
1 Н/м ²	10 ⁻³	1	-	-		
1 атм	1,013	101300	1	1,033	760	10330
1 ам	0,981	98100	0,968	1	735,6	10000
1 мм рт. ст.	0,00133	133	0,001316	0,00136	1	13,6
1 мм вод. ст. (1 кГ/м ²)	9,81·10 ⁻⁵	9,81	9,68·10 ⁻⁵	10 ⁻⁴	0,0736	1

При вимірі тисків рідинними приладами внаслідок розширення рідини при нагріванні її об'єм збільшується, отже збільшується стовпчик рідини, що приводить до неправильних показань приладів. При таких вимірах необхідно висоту стовпчика рідини приводити до 0⁰С. Це приведення виконується за формулою

$$h_0 = h(1 - \alpha t),$$

де h_0 – показання барометра (манометра), наведені до 0⁰С; h – висота стовпчика рідини, при t ⁰С; α – об'ємний коефіцієнт розширення рідини (для ртуті $\alpha = 0,000172$).

Температура (T , K) – величина, що характеризує ступінь нагрітості тіл. Вона являє собою міру середньої кінетичної енергії поступального руху молекул. Чим більше середня швидкість руху молекул, тим вище температура тіла.

Взаємозв'язок між середньою кінетичною енергією поступального руху молекул $\frac{mw^2}{2}$ і абсолютною температурою ідеального газу T описується співвідношенням

$$T = \frac{2}{3k} \cdot \frac{mw^2}{2},$$

де m – маса молекули; w^2 – середня квадратична швидкість поступального руху молекул; $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/°К – постійна Больцмана. У даний час використовують дві температурні шкали.

1. Міжнародна практична температурна шкала Цельсія (°C), у якій за основні реперні точки приймаються точка танення льоду $t_0 = 0^\circ\text{C}$ при нормальному атмосферному тиску ($p_0 = 760$ мм рт. ст.) і точку кипіння води при тому тиску – $t_k = 100^\circ\text{C}$. Різниця показань термометра у двох цих точках, поділена на 100, являє собою 1°C за шкалою цельсія.

2. Термодинамічна шкала температур, заснована на другому законі термодинаміки. Початком відліку тут є температура $T = 0^\circ\text{K} = -273,15^\circ\text{C}$. Вимір температур у кожній із цих двох шкал може виконуватися як у кельвінах (°K), так й у градусах цельсія (°C) залежно від прийнятого початку відліку.

Між температурами, вираженими у кельвінах і градусах цельсія, є наступне співвідношення:

$$T \text{ } ^\circ\text{K} = 273,15 + t \text{ } ^\circ\text{C}. \quad (1.5)$$

У так названій потрібній точці, де рідка, тверда й газоподібна фази перебувають у стійкій рівновазі, температура в кельвінах дорівнює $T = 273,16^\circ\text{K}$, а в градусах цельсія $t = 0,01^\circ\text{C}$.

Параметром стану є абсолютна температура, виражена в кельвінах, але градус абсолютної шкали чисельно дорівнює градусу шкали цельсія, так що $d = dt$.

Абсолютна температура - величина завжди позитивна. При температурі абсолютного нуля $T = 0^\circ\text{K} = (-273,15^\circ\text{C})$ припиняється тепловий рух молекул. Абсолютний нуль температур недосяжний, Оскільки тепловий рух молекул є

невід'ємним атрибутом матерії, і припинення цього руху приводить до порушення закону збереження матерії.

1.1.3. Термодинамічний процес

Під термодинамічним процесом розуміють сукупність послідовних станів, через які проходить термодинамічна система при її взаємодії з навколишнім середовищем.

Стан термодинамічної системи може бути рівноважним і нерівноважним. Рівноважним називають такий стан системи, при якому у всіх точках її об'єму всі параметри стану й фізичних властивостей однакові (тиск, температура, питомий об'єм й ін.). У термодинаміці постулюється, що ізолювана система з часом завжди приходить у стан термодинамічної рівноваги й ніколи не може мимовільно вийти з нього.

Всі процеси, що відбуваються в термодинамічній системі, підрозділяються на рівноважні й нерівноважні. Рівноважними називаються такі процеси, коли система в ході процесу проходить ряд послідовних рівноважних станів. Якщо процес протікає настільки повільно, що в кожен момент часу встановлюється рівновага, то такі процеси називаються квазістатичними. Ці процеси мають властивості оборотності.

Нерівноважними називаються такі процеси, при протіканні яких система не перебуває в стані рівноваги. Процес переходу системи з нерівноважного стану в рівноважний називається релаксацією, а час переходу в стан рівноваги - часом релаксації.

Всі реальні процеси, що протікають у природі, є нерівноважними. Це визначається тим, що при протіканні процесу з кінцевою швидкістю в робочому тілі не встигає встановитися рівноважний стан. Наприклад, при швидкому розширенні газу в циліндрі з поршнем температура й тиск у різних точках об'єму робочого тіла не будуть однаковими, тобто матиме місце нерівноважний стан, а сам процес буде нерівноважним. Отже, реальні процеси,

будучи нерівноважними, можуть лише в тій або іншій мірі наближатися до рівноважних, ніколи з ними в точності не збігаючись.

Однак термодинаміка в першу чергу розглядає рівноважні процеси й рівноважні стани, Оскільки тільки рівноважні стани можуть бути описані кількісно за допомогою рівнянь стану. Тільки рівноважні процеси зміни стану термодинамічної системи можна зображувати графічно. Усякий довільно взятий рівноважний стан у тривісній системі координат $p\nu$ зображується точкою, а сукупність цих точок при безперервній зміні стану - деякою кривою, що являє собою графічне зображення рівноважного процесу. Але використати тривісну систему координат важко, тому на практиці користуються проекціями кривих тривісної системи на площині в прямокутній системі координат. У технічній термодинаміці для дослідження рівноважних термодинамічних процесів найбільш часто застосовують двохосьову систему координат p - ν . У цій системі координат вертикаль зображує ізохорний процес, горизонталь - ізобарний, крива виду гіперболи - ізотермічний (рис. 1.2). Крім того, в термодинаміці розглядаються процеси адіабатний, що відбувається при відсутності теплообміну ($dq = 0$), і політропний, узагальнюючий процес, окремими випадками якого є перші чотири процеси.

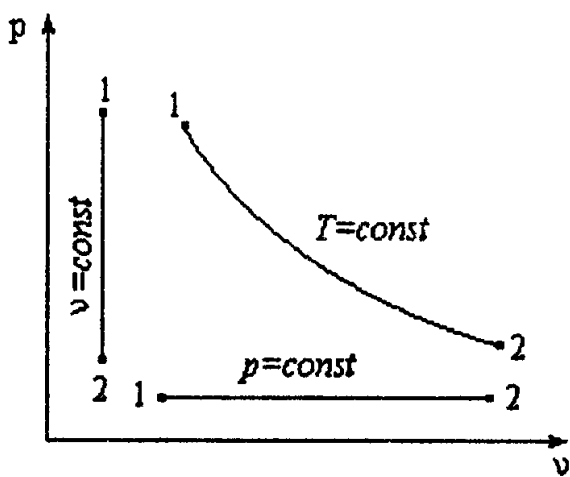


Рис. 1.2

Будь-який параметр стану є також функцією стану, Оскільки його зміна в будь-якому термодинамічному процесі не залежить від виду процесу, а визначається тільки початковим і кінцевим станами. Більш докладно функції процесу й функції стану будуть розглянуті в п. 1.1.4.

До термодинамічних процесів належить також круговий процес або цикл. Циклом називається сукупність процесів, що повертають систему в первісний стан. На діаграмах цикл зображується замкнутим контуром, вид якого повністю визначається числом і формою складаючих цикл процесів. Графічне

зображення й вивчення циклів у просторовій системі координат було б ще більш важким, ніж зображення окремих процесів. Тому цикл точно також, само проектується на одну з координатних площин.

1.1.4. Рівняння стану

Рівняння, що встановлює зв'язок між тиском, температурою й питомим об'ємом середовища постійного складу, називається термічним рівнянням стану. Загальний вид цього рівняння

$$f(p, v, T) = 0. \quad (1.6)$$

Рівняння (1.6) у просторі відображає поверхню, що характеризує всі можливі рівноважні стани однорідної термодинамічної системи. Ця поверхня називається термодинамічною поверхнею, або поверхнею стану. На термодинамічній поверхні кожному стану системи відповідає певна точка.

У рівнянні (1.6) число незалежних параметрів дорівнює двом із трьох (p, v, T) , Оскільки кожної з цих трьох параметрів є однозначною функцією двох заданих. Наприклад, якщо прийняти за незалежні змінні v і T , то p можна виразити як функцію v і T , тобто $p = f(v, T)$; якщо за незалежні змінні прийняти p і T , то питомий об'єм $v = f(p, T)$.

Якщо один з параметрів системи буде постійною величиною, то змінних величин буде дві, і точки, що зображують стан системи, будуть лежати на одній площині, що перетинає термодинамічну поверхню перпендикулярно до осі координат, на якій береться постійна величина. Такі системи координат на площині називаються діаграмами стану речовини. Найбільш часто застосовують діаграми з координатами pv , p , v , Ts , is .

Щодо функціональної форми рівняння стану можна відзначити, що для кожної речовини характер функціонального зв'язку індивідуальний, і термодинамічні властивості описуються конкретним для даної речовини рівнянням стану. Питання побудови рівняння стану остаточно не вирішене навіть для газів, не говорячи вже про рідкі й тверді тіла.

Теорія рівняння стану поки розроблена лише для ідеального газу, і для газів, що мають невелику щільність, і в меншій мірі для щільних газів.

Рівняння стану ідеального газу вперше було отримано Клапейроном в 1834 р. шляхом об'єднання рівнянь законів Бойля-Маріота й Гей-Люсака – $pv/T = \text{const}$. Позначаючи константу через R , одержимо

$$pv = RT, \quad (1.7)$$

де R – питома газова постійна, віднесена до маси газу, рівної 1 кг; Дж/(кг·°К).

Рівняння (1.7) записане для 1 кг газу. Для m кг рівняння стану матиме вигляд

$$p = mRT, \quad (1.8)$$

де V – об'єм газу, м³.

Газ, стан якого точно описується рівнянням (1.7), називається ідеальним. Багато реальних газів при малих щільностях і при досить високих температурах за своїми властивостями наближаються до ідеального. Тому для їхніх розрахунків може бути застосоване рівняння (1.7).

Помножаючи обидві частини рівняння (1.7) на молекулярну вагу μ , одержимо

$$pV_\mu = \mu RT, \quad (1.9)$$

де $V_\mu = v\mu$ – об'єм, займаний одним молем газу.

Молекулярна вага являє собою суму атомних ваг атомів, що утворюють молекулу. Отже молекулярна вага характеризує масу молекули.

Кількість газу, вага якого в кілограмах чисельно дорівнює його молекулярній вазі, називається молем або кіломолем.

Відповідно до закону Авогадро при однакових тисках і температурах у кожному молі газу утримується однакова кількість молекул $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ (постійна Авогадро).

Коли, наприклад, молекулярна вага водню $\mu_{H_2} = 2$, азоту $\mu_{N_2} = 28$, кисню $\mu_{O_2} = 32$, то, взявши ці гази відповідно в кількостях 2 кг, 28 кг і 32 кг при

однакових температурі й тиску, одержимо, що об'єм и цих кількостей газів рівні.

Об'єм одного моля газу при нормальних фізичних умовах ($T_0 = 273,15$ °К, $p_0 = 101332$ Па) $V_\mu = \mu v = 22,4146 \cdot 10^{-3}$ м³/моль. Підставляючи цю величину в (1.9), одержимо

$$\mu R = \frac{p_0 V_\mu}{T_0} = 8,3143 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{°К)}, \quad (1.9a)$$

де μR – універсальна газова постійна, однакова для будь-якого газу. Звідси рівняння стану для одного моля ідеального газу буде

$$p V_\mu = 8,3143 T. \quad (1.10)$$

Рівняння (1.10) було виведено Д.І. Менделєєвим в 1874 р. й називається рівнянням стану Клапейрона-Менделєєва.

Рівняння стану реальних газів

Реальні гази відрізняються від ідеальних тим, що їхні молекули мають кінцеві власні об'єм и й зв'язані між собою силами взаємодії, якщо мають електромагнітну й квантову природу. Зі збільшенням відстані між молекулами сили взаємодії зменшуються. При зменшенні відстані між ними сили взаємодії переходять в сили відштовхування, що досягають дуже великих значень.

Таким чином, властивості реальних газів як у кількісному, так і в якісному відношеннях значно відрізняються від властивостей ідеальних газів. Тому всі результати для реальних газів, отримані на підставі законів для ідеальних газів, будуть наближеними й справедливими тільки при дуже великих розрідженнях. У зв'язку із цим виникла необхідність у розробці рівняння стану, яке точно описувало би стан реального газу. Одне з таких рівнянь було отримано Боголюбовим і Майєром:

$$p v = RT \left[1 - \sum_{i=1}^{\infty} \frac{i}{i+1} \cdot \frac{B_i}{v^i} \right],$$

де B_i – варіальні коефіцієнти, що виражаються через потенційну енергію взаємодії даного газу і його температуру.

Однак отримане рівняння в загальному вигляді не може бути використане для безпосередніх розрахунків реальних газів через складності визначення коефіцієнтів B_i . В окремих випадках, коли відомий закон зміниння потенційної енергії взаємодії між двома молекулами залежно від відстані між ними й при наявності певної кількості експериментальних даних, може бути отримане розрахункове рівняння якого-небудь реального газу в досить широкому діапазоні зміни параметрів. Через складність визначення варіальних коефіцієнтів звичайно обмежуються розрахунком перших двох з них. У цьому випадку розрахункове рівняння має вигляд:

$$pv = RT \left(1 - \frac{A}{v} - \frac{B}{v^2} \right),$$

де A і B – перший і другий варіальні коефіцієнти, що є функцією тільки температури.

У даний час рівняння подібного виду одержали велике поширення при розрахунку властивостей багатьох реальних газів. Найбільш простим, що вірно відображає зміну стану реального газу, є рівняння Ван-дер-Ваальса. яке є часткою загального рівняння стану Майєра - Боголюбова, якщо зневажити в правій частині всіма членами, що містять $1/v$ у другому ступені й вище. Рівняння Ван-дер-Ваальса було отримано в 1873 р. воно має вигляд:

$$RT = \left(p + \frac{a}{v^2} \right) (v - b),$$

де b – найменший об'єм, до якого можна стиснути реальний газ. Для кожного газу величина b має певне числове значення; a – коефіцієнт пропорційності, що має певне числове значення для кожного окремого газу, що не залежить від параметрів стану.

Рівняння Ван-дер-Ваальса якісно правильно відбиває стан реальних речовин у рідкому й газоподібному стані. Для двофазних станів воно не застосовується. Для одного моля газу рівняння Ван-дер-Ваальса записується у вигляді:

$$8,314T = \left(p + \frac{a_M}{v_M^2} \right) (v_M - b_M).$$

Якщо в рівнянні Ван-дер-Ваальса розкрити дужки й розташувати отримані величини по убутних ступенях v , то одержимо рівняння третьої ступеня щодо питомого об'єму газу:

$$pv^3 - (bp - RT)v^2 + av - ab = 0.$$

З математики відомо, що таке рівняння при заданих значеннях p і T повинне мати три корені. При цьому можливі наступні три випадки:

- 1) всі три корені різні й дійсні;
- 2) всі три корені дійсні й рівні між собою;
- 3) один корінь дійсний і два уявних (комплексних).

В останньому випадку реальне значення має тільки один дійсний корінь, Оскільки уявні корені не мають фізичного змісту.

Якщо на $p-v$ діаграмі побудувати ізоТЕРМИ, що відповідають рівнянню Ван-дер-Ваальса, то вони матимуть вигляд кривих, зображених на рис. 2.3. Аналіз цих кривих дозволяє стверджувати, що при порівняно низьких температурах вони мають у середній частині хвилеподібний характер з максимумом і мінімумом. При цьому чим вище температура, тим коротше хвилеподібна частина ізоТЕРМИ. Ізобара AB , що перетинає ізоТЕРМУ, дає три дійсних значення об'єму v в точках A , R й B (три різних дійсних коренях).

Найбільший корінь, дорівнює питомому об'єму в точці B , відновлює до пароподібного (газоподібного) стану речовини, а найменший (у точці A) - до рідкого стану. Ділянка кривої між точками A и B існувати не може, Оскільки рівняння Ван-дер-Ваальса невірнo описує стан двофазних систем.

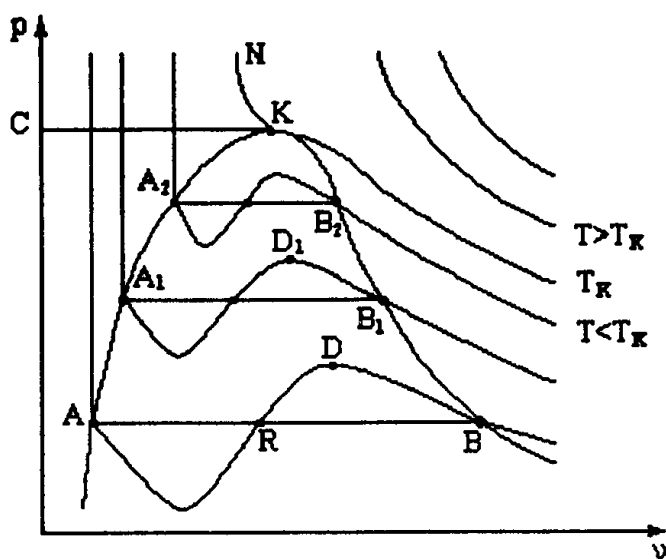


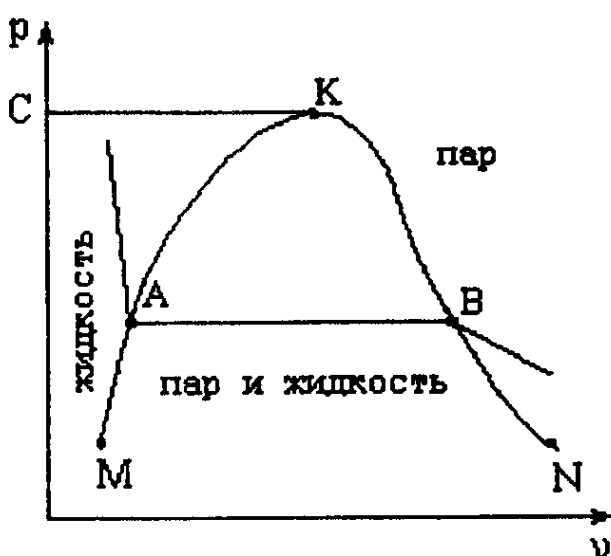
Рис. 1.3. - ІзоТЕРМИ, знайдені за рівнянням Ван-дер-Ваальса

Дійсний процес переходу з рідкого в газоподібний стан зображується прямою лінією (ізобарою) AB . При цьому точка A відповідає стану киплячої рідини, а точка B - стану сухого насиченої пари.

При деякій температурі, що називається критичною, ізоТЕРМА не матиме хвилеподібної ділянки.

На цій ізотермі є тільки точка перетину, дотична до якої повинна бути горизонтальною. Це відповідає другому випадку вирішення рівняння Ван-дер-Ваальса, коли всі три корені дійсні й рівні між собою (точка K на рис. 1.3, 1.3а).

При температурах вище критичної ізотерми будуть матимуть монотонно спаданий характер. Тут матимемо один дійсний корінь. Якщо з'єднати точки A , A_1 , A_2 і т.д., то одержимо криву, на якій рідина перебуває в стані кипіння (прикордонна крива рідини - крива AK). Крива BK називається прикордонною кривою пари. Таким чином, для реальної речовини $p-v$ - діаграму можна розбити на три характерні області:



- 1) область рідкого стану, розташовану ліворуч кривої від AK ;
- 2) область двофазного стану (волоγοї пари), розташовану між кривими AK і BK ;
- 3) область перегрітої пари, розташовану праворуч кривої від BK і вище точки K .

Умовно область рідини обмежують зверху лінією CK , що являє собою критичну ізобару.

Рис. 1.3а. MK – крива киплячої рідини; NK – крива сухої пари

Критичний стан речовини вперше було відкрито Д.І.Менделєєвим в 1861 р. Критичну температуру він назвав абсолютною температурою кипіння, при якій поверхневий натяг у рідині стає рівним нулю й зникає розходження між рідким і пароподібним станом речовини. До відкриття критичного стану речовини багато газів безуспішно намагалися перетворювати в рідину одним тільки збільшенням тиску. Однак, як це виходить з рис. 1.3а, при температурах вище критичних рідкий стан речовини відсутній. Тому для перетворення газу в рідину шляхом збільшення тиску необхідно цей газ охолодити до температури нижче критичної. Тільки після цього стиском за ізотермою будь-який газ можна перетворити в рідину.

При більших щільностях рівняння Ван-дер-Ваальса дає значні помилки, пов'язані з тим, що при його виведенні не враховувалися явища силової асоціації і дисоціації молекул під впливом міжмолекулярних сил взаємодії. Крім того, дослідями доведено, що коефіцієнти a і b , що входять у рівняння Ван-дер-Ваальса, описуються досить складними залежностями від температури й тиску.

Російські вчені М.П.Вукалович і І.І.Новиков в 1939 р. запропонували нове універсальне рівняння стану реального газу, що враховує явище силової асоціації молекул, яке має вигляд:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT \left[1 - \frac{C}{vT^{(3+2m)/2}}\right],$$

де a і b – постійні рівняння Ван-дер-Ваальса; C , m – постійні, встановлені на основі дослідів.

1.1.5. Енергія, внутрішня енергія

Енергія є мірою різних форм руху матерії. Збільшення або зменшення енергії системи означає зміну в ній руху в кількісному і якісному відношенні.

Закон еквівалентних перетворень енергії свідчить, що коли різні види енергії взяті в таких кількостях, що вони викличуть те саме стан даної закритої системи, то вони еквівалентні. Кількісні співвідношення між різними видами енергії називаються еквівалентами.

Загальний закон збереження і перетворення енергії в термодинаміці трансформується в "перший початок" або "перший закон термодинаміки". Його основні положення будуть розглянуті нижче (див. п.1.1.7).

Закон взаємозв'язку між масою й енергією був запропонований А.Ейнштейном у вигляді співвідношення:

$$E = mc^2,$$

де E – повна енергія тіла, що має масу m ; c – швидкість світла ($c = 3 \cdot 10^8$ м/с).

Маса тіла, що рухається зі швидкістю w , визначається за формулою:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{w^2}{c^2}}},$$

де m_0 – маса спокою тіла.

Таким чином, маса й енергія ростуть або зменшуються пропорційно c^2 .

У термодинаміці повна енергія макросистеми дорівнює:

$$E = E_{\text{кин}} + E_{\text{пот}} + U,$$

де $E_{\text{кин}}$ – кінетична енергія системи; $E_{\text{пот}}$ – потенційна енергія системи в зовнішніх силових полях; U – внутрішня енергія.

Кінетична енергія системи, що має масу m і швидкість w , визначається за формулою:

$$E_{\text{кин}} = \frac{mw^2}{2}.$$

Зміна потенційної енергії системи дорівнює роботі, виконаній над системою при переміщенні її з одного місця силового поля в інше.

Внутрішня енергія - це енергія, діюча в системі. Вона складається з кінетичної енергії поступального, обертального й коливального руху молекул, потенційної енергії взаємодії молекул, енергії внутрішньоатомних і внутрішньоядерних рухів часток та ін.

Внутрішня енергія є однозначною функцією внутрішніх параметрів стану (температури, тиску) і складу системи. Через те, що внутрішня енергія є функцією стану, її зміна ΔU не залежить від форми шляху процесу, а визначається лише її значеннями в кінцевому й початковому станах, тобто:

$$\Delta U = U_2 - U_1.$$

Внутрішня енергія - величина адитивна. Це означає, що для складної системи вона визначається як сума внутрішніх енергій складових частин цієї системи, тобто:

$$U = \sum U_t.$$

1.1.6. Теплота й робота

Досліди показують, що при протіканні термодинамічного процесу тіла, що беруть участь у ньому, обмінюються між собою енергією. У підсумку енергія одних тіл зростає, а інших - зменшується. Передача енергії від одних тіл до інших може відбуватися двома способами.

Перший спосіб передачі енергії являє собою передачу енергії у формі теплоти. Така передача енергії відбувається між тілами, що мають різну температуру й наведеними в зіткнення, або між тілами, що перебувають на відстані, за допомогою електромагнітних хвиль (теплове випромінювання). При цьому передача енергії походить від більш нагрітих до менш нагрітих тіл. Кількість енергії, передана таким способом, називають кількістю теплоти.

Теплота, як і будь-яка енергія, вимірюється в джоулях. Довільну кількість прийнято позначати буквою Q , а питомі (віднесену до 1 кг) – q . Підведена теплота вважається позитивною, відведена - негативною.

Другий спосіб передачі енергії називається передачею енергії у формі роботи, а кількість переданої енергії називається роботою. Передача енергії в цьому випадку відбувається при переміщенні всього тіла або його частини в просторі. Для передачі енергії цим способом тіло повинне або рухатися в силовому полі, або змінювати свій об'єм під дією зовнішнього тиску.

Якщо тіло одержує енергію у формі роботи, то вважається, що над цим тілом відбувається робота. При віддачі тілом енергії у формі роботи тіло витрачає роботу. Витрачена тілом робота вважається позитивною, а робота, зроблена над тілом, - негативною. Робота, як і теплота, вимірюється в джоулях. Довільна кількість енергії, передана у формі роботи, позначається буквою L , а питома – l .

Таким чином, теплота й робота є двома якісно й кількісно різними формами передачі енергії від одних тіл до інших.

Робота являє собою макрофізичну форму передачі енергії, а теплота є сукупністю мікрофізичних процесів. Передача енергії у вигляді теплоти відбувається на молекулярному рівні без видимого руху тіл.

1.1.7. Перший закон термодинаміки

Перший закон (перший початок) термодинаміки в загальному вигляді являє собою закон збереження і перетворення енергії. Цей закон накладає строгі умови на всі процеси природи, які при всій їх розмаїтості обмежені умовою збереження енергії. Наведемо кілька формулювань першого закону.

1. Всі види енергії можуть взаємно перетворюватися в строго рівних один одному кількостях, тобто енергія не виникає з нічого й не зникає, а переходить з одного виду в інший. При переході механічної енергії в теплоту її відношення до відповідної кількості теплоти називається термічним еквівалентом роботи, що дорівнює: $J = L/Q = 4,1868$ Дж/кал, якщо робота вимірюється в джоулях, а теплота в калоріях. Якщо теплота й робота вимірюються в одних одиницях, то $J = 1$. Величина, зворотна термічному еквіваленту роботи, називається механічним еквівалентом теплоти:

$$A = 1/J = Q/L.$$

2. Неможливо побудувати таку періодично діючу машину, за допомогою якої можна було б одержати корисну роботу без витрати енергії ззовні, тобто, черпаючи енергію з нічого. Подібний пристрій називається вічним двигуном першого роду, побудова й робота якого відповідно до закону збереження енергії неможливі.

3. Внутрішня енергія повністю ізольованої системи є величина постійною. Доказ цього формулювання буде дано нижче.

Запишемо рівняння першого закону термодинаміки. Для цього допустимо, що до тіла підведена деяка кількість теплоти Q . Ця теплота буде витрачена на зміну внутрішньої енергії ΔU і на здійснення роботи L . Тоді для m кг маси тіла рівняння еквівалентності буде:

$$Q = \Delta U + L, \quad (1.16)$$

де $Q = mq$; $\Delta U = m \Delta u$; $L = ml$.

Для 1 кг маси ($m = 1$) співвідношення (1.16) набуде вигляд:

$$q = \Delta u + l,$$

де q , Δu , l – питомі кількості теплоти, зміни внутрішньої енергії й роботи.

Для нескінченно малого процесу:

$$dq = du + dl. \quad (1.17)$$

Співвідношення (1.17) являє собою математичний запис рівняння першого закону термодинаміки. Із цього рівняння виходить, що теплота,

підведена до робочого тіла, витрачається на зміну внутрішньої енергії й на здійснення роботи.

Застосуємо до рівняння (1.17) умови повної ізоляції, тобто $dq = Q$ й $dl = 0$ (система не обмінюється з навколишнім середовищем ні теплотою, ні роботою). Тоді одержимо $du = 0$ або $w = \text{const}$, Оскільки диференціал постійної дорівнює нулю. Таким чином, ми довели, що які би процеси не відбувалися в ізолюваній системі, її внутрішня енергія є величиною постійною.

Визначимо правило знаків для кількості теплоти q . Якщо вона підводить до тіла, то $q > 0$. Робота $l > 0$, якщо вона відбувається газом, що розширюється, $l < 0$, якщо робота витрачається на стиск. Зміна внутрішньої енергії $\Delta u > 0$, якщо внутрішня енергія тіла збільшується, і навпаки.

Знайдемо вираження роботи через основні параметри стану (див. рис.1.4.).

При нескінченно малому переміщенні поршня вправо робота 1 кг газу буде $dl = pSdr$, де p – тиск у точці 3; S – площа поперечного перерізу поршня; dr - переміщення поршня. Оскільки $Sdr = dv$, то

$$dl = pdv. \quad (1.18)$$

З формули (1.18) виходить, що робота є площа під елементарною ділянкою процесу 1-2. Робота всього процесу 1 - 2 буде дорівнювати площі під кривою цього процесу, тобто площі $v_1 1 3 2 v_2 v_1$.

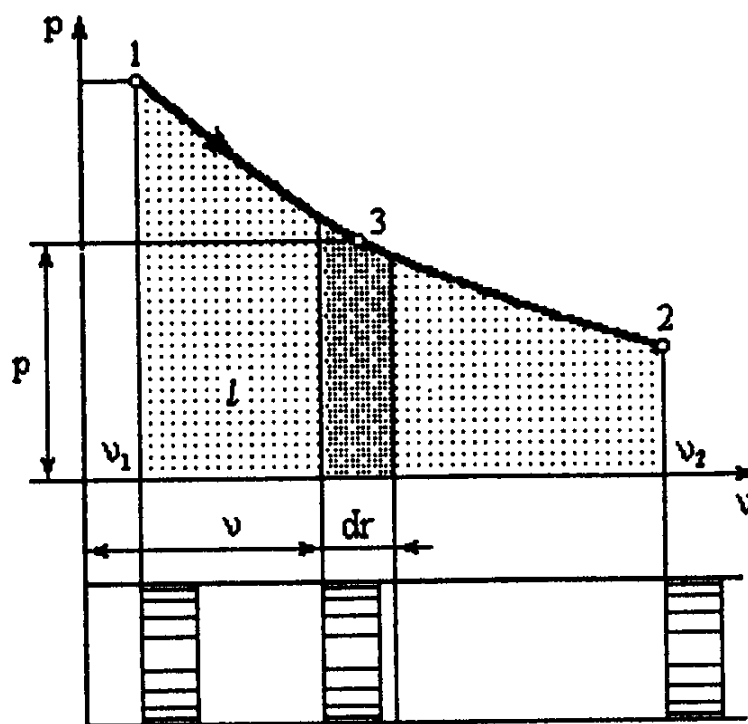


Рис. 1.4

Щоб знайти явний вираз для роботи, треба проінтегрувати рівняння (1.18):

$$l = \int_{v_1}^{v_2} dl = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (1.19)$$

Через те, що робота є функцією процесу, а не функцією стану, то диференціал dl від роботи не є повним диференціалом. У зв'язку з цим деякі автори [13] вводять спеціальне позначення для нескінченно малого збільшення кількості роботи dl й кількості теплоти dq , диференціал якої також не є повним диференціалом (докладніше див. п. 1.10). У цій книзі ми будемо дотримуватися позначень, прийнятих у більшості підручників з термодинаміки.

З метою спрощення розрахунків багатьох термодинамічних процесів У. Гіббсом ввів функцію I (для m кг маси) і i (для 1 кг), що називається ентальпією. Ця функція виводиться за формулою:

$$i = u + pv. \quad (1.20)$$

Оскільки u , p і v – функції стану, то ентальпія / також буде функцією стану.

Продиференціюємо співвідношення (1.20):

$$di = du + p dv + v dp. \quad (1.21)$$

Виражаючи з (1.21) du і підставляючи в (1.17) з урахуванням (1.18), одержимо:

$$dq = di - v dp, \quad (1.22)$$

де $-v dp = dl_0$ – розташовувана робота.

Інтегруючи (1.22), знаходимо:

$$q_{1-2} = i_2 - i_1 - \int_{p_1}^{p_2} v dp.$$

Для виводу формули розташовуваної роботи розглянемо процес, зображений на рис. 1.5.

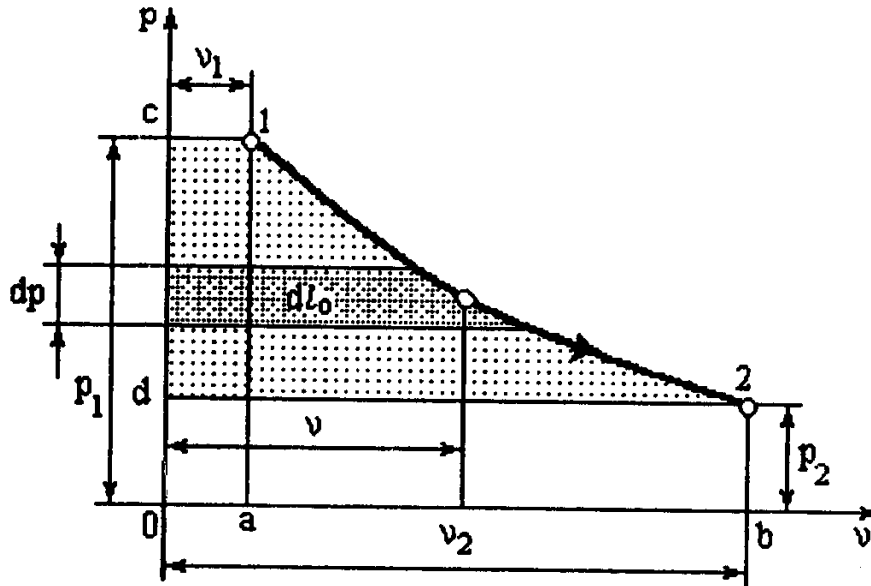


Рис. 1.5

Тут лінія $c-1$ відповідає процесу наповнення циліндра двигуна робочим тілом. Робота, виконувана зовнішнім середовищем над робочим тілом, буде дорівнювати $l_1 = p_1 v_1$, тобто площі $O-c-1-a$. Ця робота позитивна. Лінія $1-2$ є процесом розширення робочого тіла. Тут відбувається робота розширення:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv.$$

Лінія $2-b$ відповідає виштовхуванню робочого тіла із циліндра двигуна. Ця робота витрачається - вона негативна й дорівнює $l_2 = p_2 v_2$.

Алгебраїчна сума всіх перерахованих вище робіт графічно дорівнює заштрихованій площі $c-1-2-d$, що і представляє розташовувану роботу l_0 з урахуванням роботи надходження і видалення робочого тіла з машини, тобто:

$$\begin{aligned} l_0 &= \text{пл. } c-1-2-d = \text{пл. } 0-c-1-a + \text{пл. } a-1-2-b - \text{пл. } 0-d-2-b = \\ &= p_1 v_1 + \int_{v_1}^{v_2} p dv - p_2 v_2 = l - (p_2 v_2 - p_1 v_1). \end{aligned}$$

Звідси:

$$l = l_0 - p_1 v_1 + p_2 v_2. \quad (1.23)$$

Підставляючи (1.23) у рівняння першого закону термодинаміки, записаного для кінцевого процесу $q = \Delta u + l$, одержимо

$$q = u_2 - u_1 + l_0 - p_1 v_1 + p_2 v_2 = (u_2 + p_2 v_2) - (u_1 + p_1 v_1) + l_0 = i_2 - i_1 + l_0.$$

Звідси:

$$dq = di + dl_0. \quad (1.24)$$

Отримане рівняння збігається з рівнянням (1.22). Це рівняння представляє другу математичну форму запису рівняння першого закону термодинаміки.

Якщо в термодинамічному процесі тиск залишається постійним, то рівняння (1.22) прийме вигляд:

$$dq = di.$$

або для кінцевого процесу:

$$q_{1-2} = i_2 - i_1.$$

Таким чином, фізичний зміст ентальпії полягає в тому, що в ізобарних процесах зміна ентальпії дорівнює кількості теплоти, поглиненої або відданої системою.

У разі відсутності теплообміну з навколишнім середовищем (адіабатні процеси, $dq = 0$) рівняння (1.22) буде:

$$dl_0 = -di,$$

або

$$l_0 = i_2 - i_1.$$

Отже при $dq = 0$ розташовувана робота дорівнює різниці ентальпій початку й кінця процесу.

Через те, що ентальпія є функцією незалежних параметрів стану, то для її повного диференціала справедливі співвідношення відповідно при незалежних змінних v, p ; v, T і p, T :

$$di = \left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_v dp + \left(\frac{\partial i}{\partial v} \right)_p dv;$$

$$di = \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial i}{\partial v} \right)_p dv;$$

$$di = \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T dp.$$

Ентальпія ідеального газу, як і внутрішня енергія, є функцією тільки температури й не залежить від об'єму й тиску, Оскільки відсутні сили взаємодії між молекулами.

$$i = u(T) + pv = u(T) + RT.$$

1.1.8. Теплоємність

Теплоємністю називається кількість теплоти, яку потрібно підвести до тіла або відняти від нього для зміни температури тіла на 1°C . Теплоємність обчислюється за формулою:

$$C = \frac{dQ}{dT} \text{ [Дж/}^{\circ}\text{K]}. \quad (1.37)$$

Залежно від кількісної одиниці речовини, до якого підводиться теплота, розрізняють: питому масову теплоємність c_x [Дж/(кг·°K)]; питому об'ємну теплоємність c'_x [Дж/(м³·°K)] і питому мольну теплоємність c_μ [Дж/(моль·°K)].

Питома теплоємність c_x дорівнює відношенню теплоємності однорідного тіла до його маси:

$$c_x = \frac{C}{m} \text{ [Дж/кг}^{\circ}\text{K]}.$$

Таким чином, питома масова теплоємність - це теплоємність одиниці маси речовини (1 кг).

Об'ємною теплоємністю c'_x називається відношення теплоємності тіла до його об'єму при нормальних фізичних умовах ($p_0 = 101325 \text{ Па}$, $t_0 = 0^{\circ}\text{C}$):

$$c'_x = \frac{C}{V} = c\rho.$$

Таким чином, об'ємна теплоємність - це теплоємність кількості речовини, яка займає при нормальних фізичних умовах одиницю об'єму (1 м³).

У ряді випадків за одиницю кількості речовини зручно приймати таку її кількість, що дорівнює молекулярній вазі μ цієї речовини. У цьому разі користуються мольною або молярною теплоємністю c_μ :

$$c_\mu = \mu c_x \text{ [Дж/(моль}^{\circ}\text{K)]},$$

де μ – молекулярна вага.

Теплоємність залежить від характеру процесу. У термодинаміці велике значення мають теплоємності при постійному обсязі c_v й постійному тиску, що визначаються за формулами:

$$c_v = \frac{dq_v}{dT}; \quad (1.38)$$

$$c_p = \frac{dq_p}{dT}. \quad (1.39)$$

Ці теплоємності знаходяться у вигляді відношення кількості теплоти, переданої у процесі при постійному об'ємі або тиску, до зміни температури тіла.

З рівняння першого закону термодинаміки:

$$dq = du + pdv$$

впливає, що при постійному об'ємі ($dv = 0$)

$$dq_v = du. \quad (1.40)$$

Підставляючи (1.40) в (1.38), одержимо:

$$c_v = \left(\frac{du}{dT} \right)_v. \quad (1.41)$$

Враховуючи (1.41), (1.40) прийме вигляд:

$$dq_v = du_v = cvd.$$

При $c_v = \text{const}$

$$q_{1-2,v} = u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1).$$

Зміна внутрішньої енергії ідеального газу в процесі при постійному об'ємі дорівнює добутку теплоємності c_v на різницю температур тіла наприкінці й на початку процесу.

Масові теплоємності при постійних тиску й об'ємі зв'язані між собою співвідношенням, що називається рівнянням Майєра:

$$c_p - c_v = R = \frac{8,314}{\mu} \text{ кДж/(кг} \cdot \text{°K)}]. \quad (1.42)$$

З рівняння першого закону термодинаміки вигляду:

$$dq = di - vdp$$

у процесі при постійному тиску ($\phi=0$) одержимо:

$$dq = di. \quad (1.43)$$

Підставляючи (1.43) в (1.39), знаходимо:

$$c_p = \left(\frac{di}{dT} \right)_p.$$

У термодинаміки велике значення має відношення теплоємностей:

$$k = \frac{c_p}{c_v}, \quad (1.44)$$

де k – показник адіабати; $k \approx 1,67$ – для одноатомних, $k \approx 1,4$ – для двохатомних, $k \approx 1,29$ – для трьохатомних газів.

Величина k залежить від температури. З (1.44) з урахуванням рівняння Майєра $c_p - c_v = R$ одержимо:

$$k = 1 + \frac{R}{c_v} \quad (1.45)$$

або для одного моля:

$$k = 1 + \frac{8,314}{\mu c_v}. \quad (1.46)$$

Оскільки зі збільшенням температури газу c , зростає, то величина k зменшується, наближаючись до одиниці, але залишаючись завжди більше неї.

Знаючи величину k , з (1.45) можна знайти величину теплоємності при постійному об'ємі:

$$c_v = \frac{R}{k-1} \text{ [кДж/(кг} \cdot \text{°K)]}.$$

Оскільки $c_p = kc_v$, то:

$$c_p = \frac{k}{k-1} R.$$

Оскільки теплоємність ідеального газу залежить від температури, а реального газу й від тиску, то в технічній термодинаміці розрізняють дійсну й середню теплоємність.

Теплоємність, обумовлена відношенням елементарної кількості теплоти, надаваної термодинамічній системі до нескінченно малої різниці температур, називається дійсною теплоємністю $C = q/t$.

Дійсні теплоємності реальних газів можна виразити у вигляді суми двох складових:

$$C = C_0 + \Delta C ,$$

де C_0 – теплоємність даного газу в розрідженому стані (при $p \rightarrow 0$ або $v \rightarrow \infty$) і залежить тільки від температури. ΔC – визначає залежність теплоємності від тиску або питомого об'єму.

Температурна залежність теплоємності приблизно може бути надана у вигляді полінома третього ступеня від температури:

$$C_0 = a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3 ,$$

де a_0, a_1, a_2, a_3 – коефіцієнти апроксимації.

У практичних розрахунках при визначенні кількості теплоти звичайно застосовують так звані середні теплоємності.

Середньою питомою теплоємністю з даного процесу в інтервалі температур від t_1 до t_2 називають відношення кількості теплоти q_{1-2} , переданого в процесу, до кінцевої різниці температур $t_2 - t_1$:

$$\bar{c} = \frac{q_{1-2}}{t_2 - t_1} , \quad (1.47)$$

Кількість теплоти, передана в процесу, знаходиться за формулою:

$$q_{1-2} = \int_{t_1}^{t_2} c dT , \quad (1.48)$$

де c – дійсна питома теплоємність.

Формула (1.47) з урахуванням (1.48) прийме вигляд: $\bar{c} = \frac{1}{t_2 - t_1} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} c dT .$

При розрахунку теплових установок доводиться мати справу із сумішами газів, а в таблицях наводяться теплоємності тільки для окремих ідеальних газів, у зв'язку з чим необхідно вміти визначати теплоємність газової суміші. Якщо

суміш газів задана масовими частками, то питома теплоємність суміші визначається за формулами:

$$c_{v\text{ см}} = \sum_{i=1}^n g_i c_{vi} ;$$

$$c_{p\text{ см}} = \sum_{i=1}^n g_i c_{pi} ,$$

де g_i ($i = 1, 2, \dots$) – масові частки кожного газу, що входить до складу газової суміші.

Якщо суміш задана об'ємними частками r_i ($i = 1, 2, \dots$), то об'ємна теплоємність суміші буде визначатися за формулами:

$$c'_{v\text{ см}} = \sum_{i=1}^n r_i c'_{vi} ;$$

$$c'_{p\text{ см}} = \sum_{i=1}^n r_i c'_{pi} ,$$

де c'_{vi} , c'_{pi} – об'ємні теплоємності кожного газу.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що називається ідеальним газом?
2. Що називається молекулою газу?
3. Дати визначення універсальної газової постійної і одиниці її виміру.
4. Провести дослідження рівняння Ван-дер-Ваальса.
5. Дати визначення термічних коефіцієнтів.
6. При яких умовах можна перетворювати гази в рідкий стан?
7. Що таке критична точка?
8. Що покладено в основу виводу рівняння стану М.П.Вукаловича-І.І. Новикова?
9. Теплота й робота як форми передачі енергії.
10. Математичні формулювання першого закону термодинаміки.
11. Внутрішня енергія.
12. Що таке ентальпія?
13. Дати визначення питомої теплоємності.
14. Що таке дійсна й середня теплоємність?
15. Практичне значення рівняння Майєра.

ЗАДАЧІ

Задача 1. Визначити кількість теплоти, яку потрібно підвести до кисня масу, якщо він утримується в закритій посудині ємкістю $V_1 = 0,8 \text{ м}^3$, при початкових температурі й тиску $t_1 = 100^\circ\text{C}$, $p_1 = 200 \text{ кПа}$ й кінцевій температурі $t_2 = 550^\circ\text{C}$. ($R_{O_2} = 260 \text{ КДж/кг}\cdot^\circ\text{K}$).

Вирішення. З рівняння стану $p = mRT$: знаходимо

$$m = \frac{pV}{RT} = \frac{200000 \cdot 0,8}{260 \cdot 423} = 1,87 \text{ кг.}$$

Кількість підведеної теплоти знаходимо за формулою

$$Q_v = m\bar{c}_v(t_2 - t_1),$$

де \bar{c}_v – середня питома теплоємність кисню, визначена із співвідношення

$$\bar{c}_v|_{t_1}^{t_2} = \frac{(\bar{c}_v|_0^{t_2} \cdot t_2 - \bar{c}_v|_0^{t_1} \cdot t_1)}{t_2 - t_1},$$

де значення $\bar{c}_v|_0^{t_2} = 0,7193 \text{ кДж/(кг}\cdot^\circ\text{K)}$ і $\bar{c}_v|_0^{t_1} = 0,6632 \text{ кДж/(кг}\cdot^\circ\text{K)}$ знаходять у таблицях з [13]. Тоді

$$\bar{c}_v|_{t_1}^{t_2} = \frac{(0,7193 \cdot 550 - 0,6632 \cdot 150)}{400} = 0,75 \text{ кДж/(кг}\cdot^\circ\text{K)}.$$

$$Q_v = 1,87 \cdot 0,75 \cdot 400 = 561 \text{ кДж.}$$

Задача 2. Надлишковий тиск у ємкості, вимірюваний пружинним манометром, $p_n = 1000 \text{ кПа}$. Атмосферний тиск за ртутним барометром становить 750 мм.рт.ст. при температурі $t = 40^\circ\text{C}$.

Визначити абсолютний тиск у ємкості.

Вирішення. Оскільки зі зміною температури змінюється щільність ртуті, то при вимірі тиску ртутними приладами необхідно враховувати не тільки їхні показання, але й температуру ртуті. Зі збільшенням температури від 0°C щільність ртуті зменшується, а зі зменшенням - зростає. У зв'язку з цим показання ртутних приладів слід приводити до 0°C за допомогою введення виправлень на температуру ртуті. Для цього використовується формула:

$$B_0 = B(1 - 0,000172 \cdot t),$$

де B_0 – показання ртутного приладу, приведені до 0°C ; B – показання приладу при температурі навколишнього повітря t , $^{\circ}\text{C}$. Число 0,000172 - коефіцієнт об'ємного розширення ртуті.

Знайдемо показання ртутного приладу, приведені до 0°C :

$$B_0 = B (1 - 0,000172 \cdot t) = 750 (1 - 0,000172 \cdot 40) = 744,84 \text{ мм.рт.ст.} = 99,3 \text{ кПа} = p_0.$$

Абсолютний тиск у ємкості:

$$p = p_0 + p_u = 99,3 + 1000 = 1099,3 \text{ кПа.}$$

Задача 3. Знайти абсолютний тиск у паровому котлі, якщо вимірюваний пружинним манометром надлишковий тиск $p_u = 2000$ кПа. Барометричний тиск за ртутним барометром $p_0 = 740$ мм.рт.ст. при температурі 0°C .

Вирішення. Абсолютний тиск у котлі визначаємо за формулою

$$p = p_u + p_0.$$

1 мм. рт. ст. створює тиск 133,32 Па, а 740 мм. рт. ст. відповідають 98,6 кПа. Звідси:

$$p = p_u + p_0 = 2000 + 98,6 = 2098,6 \text{ кПа.}$$

1.2. ДРУГИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ

1.2.1. Енергія і ентропія

Теза про зникнення матерії і її рухи в природознавстві одержало підтвердження в результаті встановлення закону збереження і перетворення енергії.

Цей закон, збереження і перетворення енергії, однак, тільки констатує наявність процесів перетворення видів енергії і її збереження. Але він не дозволяє вирішувати питання про можливості здійснення того чи іншого процесу, не вказує напрямки перетворень енергії. Відповідь на ці запитання була знайдена у результаті відкриття другого закону термодинаміки. Цей закон установлює, що мимовільні процеси можливі лише в тому разі, коли в системі

немає рівноваги, і що ці процеси завжди протікають у напрямку, при якому система наближається до рівноважного стану.

Таким чином, другий закон термодинаміки дозволяє вказати напрямок теплового потоку й установлює максимально можливу межу перетворення теплоти в роботу в теплових машинах. Найбільш загальне формулювання другого закону термодинаміки дані Клаузиусом у вигляді наступного постулату: "Теплота не може мимовільно (без компенсації) переходити від менш нагрітого тіла до більше нагрітого". Що таке компенсація, а також інші формулювання другого закону термодинаміки, будуть розглянуті нижче (див. п. 1.4).

З відкриттям першого закону термодинаміки було усвідомлене значення енергії в матеріальному світі. Помічено, що всі види енергії в остаточному підсумку перетворюються в теплоту, яка потім розсіюється в навколишньому середовищі. Міра цього розсіювання була названа ентропією. Чим більше розсіюється (знецінюється) енергія, тим більше зростає ентропія.

Енергія і ентропія є невід'ємними властивостями матерії, причому енергія є міра руху матерії, а ентропія - міра розсіювання (деградації) енергії.

Під енергією розуміється фізична міра руху матерії. Існування видів енергії обумовлено різними способами руху матерії. Так електричній формі руху матерії відповідає електрична енергія, хімічній - хімічна й т.д. Енергія служить кількісною мірою руху матерії. Перетворення видів енергії відбувається при переході руху матерії з одних форм в інші.

Крім видів енергії розрізняють форми передачі енергії. У термодинаміці прийнято дві форми обміну енергії: робота й теплота процесу.

Теплота, пов'язана з рухом молекул і атомів, є мікроскопічною формою передачі енергії, а робота, пов'язана з переміщенням тіла або його частин, - макрофізичною.

Слід пам'ятати, що теплота й робота повинні зв'язуватися не з якимось «запасом» енергії, а з деяким процесом, у результаті якого відбувається передача енергії. У зв'язку з цим помилково вважати теплоту й роботу видами

енергії. Будь-який вид енергії є однозначною функцією стану, що не залежить від шляху процесу, тоді як залежність теплоти й роботи від шляху процесу є їхня невід'ємна властивість.

Слід пам'ятати, що теплота й робота не є рівноцінними формами передачі енергії. Робота безпосередньо може бути перетворена в будь-який вид енергії. Теплота без проміжного перетворення в роботу може бути спрямована на збільшення запасу лише внутрішньої енергії тіла. Робота без яких би то не було обмежень може бути перетворена в теплоту, а перехід теплоти в роботу, відповідно до другого закону термодинаміки, без компенсації (без деякого додаткового процесу) неможливий.

1.2.2. Рівноважність й оборотність процесів

Термодинамічна система перебуватиме в рівноважному стані, якщо у всіх точках системи будуть однакові температура й тиск.

Будь-яка ізольована система з часом приходить у рівноважний стан, що залишається незмінним доти, поки система не буде виведена з нього зовнішнім впливом.

Зміна стану термодинамічної системи при взаємодії її з навколишнім середовищем відбувається в результаті термодинамічного процесу.

Процес, у ході якого в системі в кожний момент часу встановлюється рівноважний стан, є рівноважним. Звідси ясно, що рівноважний процес може бути тільки нескінченно повільним. Але такий процес не можна не тільки здійснити, але й дати йому несуперечливе пояснення.

Дійсно, рівноважний процес повинен складатися з ряду рівноважних станів, що чергуються в часі, однак перехід з одного стану в інший можливий тільки в результаті порушення цієї рівноваги.

Таким чином, труднощі засвоєння поняття рівноважності пов'язані з високим ступенем його абстракції.

Проте технічна термодинаміка вивчає тільки рівноважні стани й рівноважні процеси, Оскільки відсутність рівноваги в середині

термодинамічної системи приводить до залежності параметрів стану від часу. Тому аналіз нерівноважних станів і процесів значно ускладнюється.

Отже рівноважний процес можна представити як безперервний ряд нескінченно близьких станів і зобразити лініями на термодинамічних діаграмах, наприклад, p v й T s .

Нескінченно повільне протікання процесу в разі взаємодії термодинамічної системи з навколишнім середовищем можливо, якщо температура й тиск у системі відрізняються на нескінченно малі величини від температури й тиску навколишнього середовища. У зв'язку з цим рівноважним можна назвати процес, що протікає при нескінченно малій різниці температур і тисків між робочим тілом і навколишнім середовищем.

Всі реальні термодинамічні процеси протікають при кінцевій різниці тисків і температур робочого тіла й навколишнього середовища. Отже, реальні процеси завжди нерівноважні.

З поняттям рівноважності процесів пов'язане поняття їхньої оборотності.

Допустимо, що в деякій ізольованій системі протікає процес 1-2 (зі стану 1 система переходить у стан 2). Тоді для зворотного переходу системи зі стану 2 у стан 1 маємо два випадки:

1) зворотний процес можливий і протікає без яких би то не було змін у навколишньому середовищі. У цьому разі процес 1-2 прийнято вважати оборотним;

2) зворотний процес, що протікає без змін у навколишньому середовищі, неможливий. У цьому разі процес 1-2 буде необоротним.

1.2.3. Умови роботи теплових машин

Для того щоб від теплової машини можна було одержати корисну роботу, необхідно виконати наступні умови:

1. Треба мати робоче тіло - це тіло, за допомогою якого здійснюється взаємне перетворення теплоти й роботи.

2. Необхідна наявність щонайменше двох джерел теплоти з різними температурами - верхнє (вище) джерело теплоти (*ВДТ*) або нагрівач і нижнє (нижче) джерело теплоти (*НДТ*) або холодильник.

3. Робота теплової машини повинна бути циклічною, тобто робоче тіло, завершуючи ряд процесів, повинне повертатися у вихідний стан.

Розглянемо круговий цикл теплової машини, зображений на рис. 1.6.

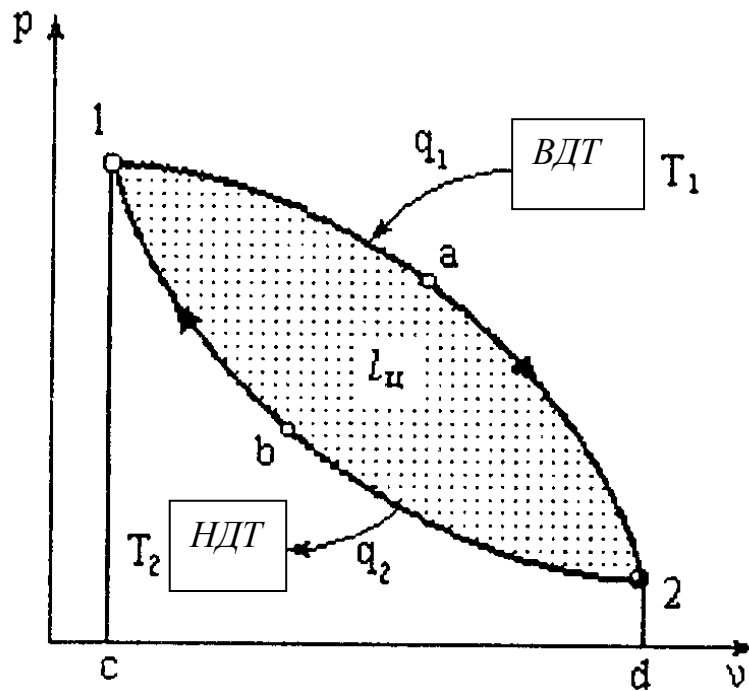


Рис. 1.6.

У процесі розширення 1-а-2 від *ВДТ* з температурою T_1 до робочого тіла підводиться теплота в кількості q_1 . При цьому одержується позитивна робота l_1 , чисельно рівна площі $c-1-a-2-d$. (див п.. 1.1.7).

У процесі стиску 2-б-1 від робочого тіла відділяється теплота q_2 до *НДТ* з температурою T_2 . У цьому процесі затрачується робота l_2 (робота негативна), рівна площі $c-1-b-2-d$.

Рівняння першого закону термодинаміки для процесів 1-а-2 й 2-б-1 відповідно матиме вигляд:

$$q_1 = \pm \Delta u + l_1; \quad (1.49)$$

$$-q_2 = \pm \Delta u + l_2. \quad (1.50)$$

Різні знаки зміни внутрішньої енергії Δu взяті тому, що внутрішня енергія за цикл не повинна змінюватися. Склавши рівняння (1.49) і (1.50), одержимо:

$$q_1 - q_2 = l_1 - l_2 = l_u,$$

де l_u – робота циклу 1-a-2-b-1.

Щоб одержати корисну роботу, робота, витрачена на стиск у процесі 2- b -1, повинна бути менше роботи розширення у процесі 1-a-2 ($l_2 < l_1$). Щоб цього досягти, необхідно одночасно зі стиском охолоджувати робоче тіло, віднімаючи в нього теплоту q_2 . Якщо при стиску не охолоджувати робоче тіло, то процес стиску піде шляхом 2-a-1 і на стиск буде витрачена та сама робота l_1 , що була отримана в процесі розширення. У результаті корисна робота циклу буде дорівнювати нулю.

Таким чином, повторюючи послідовно цикл 1-a-2-b-1 з підведенням і відведенням теплоти, можна одержати безперервно діючу теплову машину.

Коефіцієнт корисної дії (ккд) циклу теплової машини визначається за формулою:

$$\eta_t = \frac{l_u}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (1.51)$$

Таким чином, коефіцієнтом корисної дії теплової машини називається відношення корисної роботи, отриманої в циклі, до всієї витраченої теплоти. ККД теплової машини завжди менше 1 (або 100%), Оскільки не вся теплота q_1 підведена до робочого тіла, перетворюється в роботу. Частина цієї теплоти в кількості q_2 виділяється в навколишнє середовище.

Звідси випливає наступне формулювання другого закону термодинаміки: "Стовідсоткове перетворення теплоти в роботу) за допомогою теплової машини неможливе". Тепловий двигун, який всю підведену теплоту перетворює в роботу, називається вічним двигуном другого роду. Теплова машина із ккд, рівним одиниці, не суперечить першому закону термодинаміки, що констатує лише взаємоперетворюваність енергій. Однак така машина суперечить другому закону термодинаміки, який обумовлює одержання корисної роботи деяким

процесом, що компенсує, - передачею частини теплоти (q_2) до ПЧТ. Нижче (див. п.1.4) дається ще одне формулювання вічного двигуна другого роду, а також більш докладно розглянуті компенсуючі процеси.

1.2.4. Цикл Карно

Аналізуючи формулу (1.51), можна помітити, що η_i зростає при зменшенні q_2 або збільшенні q_1 . Звідси можна стверджувати, що вибираючи відповідним чином процеси розширення і стиску, що протікають із підведенням і відводом теплоти q_1 , q_2 , можна змінювати величину ккд. У зв'язку з цим виникає запитання - чи можна знайти такий цикл, який володів би найбільшим ккд?

Такий цикл був запропонований Саді Карно. Він складається з двох оборотних геотермічних і двох оборотних адіабатних процесів (див. рис.1.7, 1.8).

Ізотермічний й адіабатний процеси є самими вигідними процесами щодо одержання роботи, Оскільки в ізотермічному процесі вся теплота, яка підводиться до робочого тіла, перетворюється в роботу, а адіабатний процес протікає без теплообміну.

Розглянемо всі процеси циклу Карно. Процес 1-2 представляє процес ізотермічного розширення робочого тіла з підведенням теплоти q_1 від верхнього джерела теплоти з температурою T_1 . Кількість теплоти q_1 , рівна роботі l_1 , отриманої у процесі 1-2, визначається за формулою (див. п. 1.3.4 - ізотермічний процес).

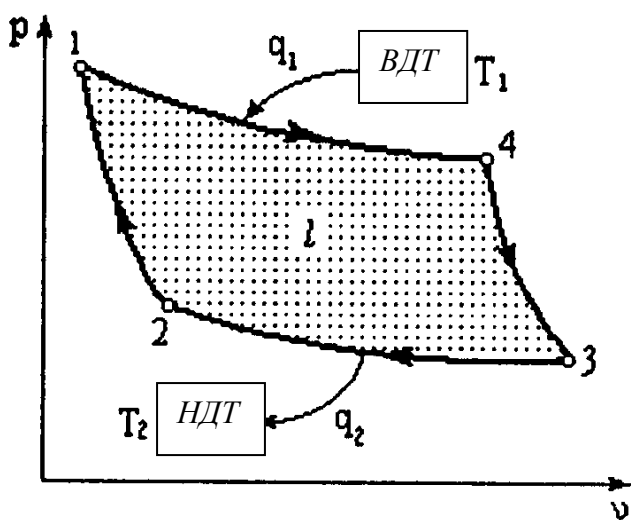


Рис. 1.7

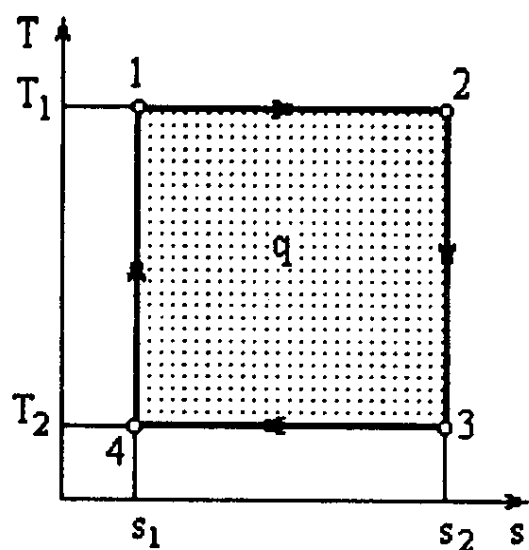


Рис. 1.8

$$l_1 = q_1 = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{RT_1}{v} dv = RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

Робота l_1 визначається також площею фігури v_1 -1-2- v_2 (див. рис. 1.7.).

Процес 2-3 є процесом адіабатичного розширення. Газ робить роботу, чисельно рівну площі фігури v_2 -2-3- v_3 й обумовлену за формулою (див. адіабатний процес 4.5):

$$l_2 = \frac{R(T_1 - T_2)}{k - 1},$$

де k – показник адіабати.

У процесі 3-4 відбувається ізотермічний стиск робочого тіла з відводом теплоти q_2 до нижчого джерела теплоти з температурою T_2 . На стиск затрачається робота l_3 , чисельно рівна площі фігури v_4 -4-3- v_3 , рівна кількості відведеної теплоти q_2 й обумовлена за формулою:

$$l_3 = q_2 = -RT_2 \ln \frac{v_3}{v_4}.$$

У процесі адіабатного стиску 4-1 газ нагрівається до температури T_1 . Робота, затрачувана на стиск, чисельно дорівнює площі фігури v_1 -1-4- v_4 і визначається за формулою:

$$l_4 = -\frac{R(T_1 - T_2)}{k - 1}.$$

Якщо в процесі 3-4 стискати газ, не охолоджуючи його (без відводу теплоти q_2), то цей процес буде адіабатним. Через те, що адіабати є еквідистантними кривими (не перетинаються між собою), те через одну точку (точка 3) можна провести лише одну адіабату. Тоді в результаті такого стиску процес піде не за ізотермою 3-4, а за адіабатою 3-2. У вихідний стан робоче тіло повинне бути повернуте лише за ізотермою, Оскільки в ізотермічному процесі на стиск затрачується найменша кількість роботи. У підсумку на стиск у процесах 3-4 й 4-1 буде витрачена та сама кількість роботи, що була отримана в процесах розширення 1-2 й 2-3. Корисна робота циклу l_u й ккд η_t будуть дорівнюють нулю. Звідси можна зробити висновок: для того, щоб одержати

корисну роботу, необхідно якусь частину підведеної теплоти безоплатно віддати в навколишнє середовище, тобто втратити.

Корисна робота l_u циклу 1-2-3-4 визначається алгебраїчною сумою робіт, отриманих або витрачених в окремих процесах циклу. Підсумовуючи площі, що виражають роботу газу в окремих процесах циклу, з урахуванням знаків роботи одержимо

$$l_u = \text{пл. 1-2-3-4} = \text{пл. } v_1-1-2-v_3 + \text{пл. } v_3-2-3-v_4 - \text{пл. } v_4-4-3-v_3 - \text{пл. } v_1-1-4-v_4.$$

Підсумовуючи формули робіт для всіх процесів циклу, одержимо:

$$l_u = RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1} + \frac{R(T_1 - T_2)}{k-1} - RT_2 \ln \frac{v_3}{v_4} + \frac{R(T_1 - T_2)}{k-1}. \quad (1.52)$$

З отриманої формули видно, що роботи в адіабатних процесах 2-3 й 4-1 взаємно знищуються. Тоді формула (1.5.2.) прийме вигляд:

$$l_u = R \left(T_1 \ln \frac{v_2}{v_1} - T_2 \ln \frac{v_3}{v_4} \right).$$

Коефіцієнт корисної дії будь-якого циклу теплової машини (у тому числі й циклу Карно) визначається за формулою:

$$\eta_t = \frac{l_u}{q_1}.$$

Звідси

$$\eta_t = \frac{T_1 \ln \frac{v_2}{v_1} - T_2 \ln \frac{v_3}{v_4}}{T_1 \ln \frac{v_2}{v_1}}. \quad (1.53)$$

Для адіабат 2-3 й 4-1 справедливі наступні залежності:

$$T_1 v_2^{k-1} = T_2 v_3^{k-1};$$

$$T_1 v_{21}^{k-1} = T_2 v_{34}^{k-1}.$$

Після розподілу першого рівняння на друге одержимо:

$$\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} = \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1}.$$

Логарифмуючи останнє співвідношення, матимемо:

$$\ln \frac{v_2}{v_1} = \ln \frac{v_3}{v_4}.$$

Формула (1.53), з огляду на (1.54), прийме вигляд:

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Аналізуючи формулу (1.55), дійдемо висновку, що η_t може дорівнювати одиниці лише у випадках, коли $T_1 \rightarrow \infty$, або $T_2 = 0 \text{ } ^\circ K$. Ці умови неможливо, але здійснити навіть в ідеальному циклі, Оскільки температура верхнього джерела теплоти T_1 , рівна нескінченності, практично недосяжна, а також недосяжна і температура нижнього джерела теплоти T_2 , рівна абсолютному нулю температур $T_2 = 0 \text{ } ^\circ K = -273,15^\circ C$.

З формули (1.55) також виходить, що при $T_2 = T_1$ $\eta_t = 0$. Це означає неможливість перетворення теплоти в роботу у разі рівності температур верхнього й нижнього джерел теплоти. Звідси можна дати ще одне визначення вічного двигуна другого роду (перше визначення було дано в п.1.2.3), що є також одним з формулювань другого закону термодинаміки (формулювання Оствальда): "Вічним двигуном другого роду називається тепловий двигун, за допомогою якого можна одержувати корисну роботу у випадках, коли немає різниці температур". Відповідно до другого закону термодинаміки такий тепловий двигун неможливий.

Аналіз циклу Карно дозволяє зробити також наступний важливий висновок: - неможливе перетворення теплоти в роботу без компенсації. Труднощі засвоєння формулювань другого закону термодинаміки, що містять поняття компенсації, пов'язані зі складністю самого цього поняття.

Слід враховувати, що розрізняють компенсацію двох родів. Компенсація першого роду має місце у випадку, коли процес перетворення теплоти в роботу супроводжується зміною термодинамічного стану робочого тіла. Наприклад, при ізотермічному розширенні ідеального газу внутрішня енергія його, як відомо, залишається постійною, і вся теплота, повідомлювана газу,

перетворюється в роботу. Збільшення об'єму газу, що представляє компенсацію першого роду, є тут необхідною умовою перетворення теплоти в роботу.

У випадку, коли перетворення теплоти в роботу спричиняє зміну стану не тільки робочого тіла, але й інших тіл, маємо компенсацію другого роду. У теплових машинах такими тілами звичайно є *НДТ*.

Що таке компенсація другого роду, найбільш просто зрозуміти з наступного формулювання другого закону термодинаміки (формулювання Планка): "Неможливо побудувати періодично діючу теплову машину, яка не робила б нічого іншого, крім підняття вантажу й охолодження джерела тепла".

Із цього формулювання виходить, що для перетворення теплоти в роботу недостатньо одного тільки процесу передачі теплоти від *ВДТ* до робочого тіла. За другим законом термодинаміки тут передбачається наявність деякого додаткового процесу. Для теплового двигуна таким додатковим процесом є передача теплоти до *НДТ*. Цей додатковий процес і представляє компенсацію другого роду.

У природі існують процеси, які можуть протікати самостійно, без супроводження їх іншими процесами (без компенсації). Такі процеси є мимовільними, природними або некомпенсованими.

Прикладом мимовільного процесу може служити процес перетворення роботи в теплоту при терті, що може протікати без супроводження його якими-небудь іншими процесами - без компенсації. Робота тут повністю перетворюється в теплоту, тоді як процес перетворення теплоти в роботу)', що є зворотним щодо прямого процесу перетворення роботи в теплоту, не можна провести без компенсації. Такі процеси, які не можуть протікати без того, щоб разом з ними не протікав який-небудь додатковий процес, вважаються немимовільними.

Таким чином, процес перетворення механічної роботи в теплоту - процес мимовільний, а процес перетворення теплоти в роботу - немимовільний.

У природі існує велика кількість процесів, що протікають в одному напрямку легко, мимовільно, не вимагаючи яких-небудь додаткових процесів.

Однак у зворотному напрямку ці ж процеси не можуть здійснюватися самостійно. Наприклад, перехід теплоти від гарячого тіла до холодного є процес мимовільний, але зворотний процес переходу теплоти від холодного тіла до гарячого без додаткових процесів неможливий. Це пов'язане з тим, що передача теплоти від більш холодного тіла до більш гарячого може бути виконана тільки шляхом витрати роботи теплового двигуна. Робота теплового двигуна можлива лише у випадку, коли є компенсуючий процес передачі теплоти *НДТ*.

Звідси випливає, що кількості теплоти, яка переходить від більш нагрітого тіла до менш нагрітого у природному процесі, буде недостатньо для повернення системи у вихідний стан, Оскільки частина теплоти (в кількості q_2) буде безповоротно передана *НДТ* (компенсуючий процес). Отже, для повернення системи у вихідний стан повинно бути витрачено більше теплоти, ніж було передано в прямому процесі. Звідсивиходить, що прямий теплообмін при кінцевій різниці температур необоротний.

Аналізуючи формулу (1.55) можна зробити ще один важливий висновок - ккд циклу Карно залежить лише від температур верхнього й нижнього джерел теплоти і, отже, не залежить від роду робочого тіла. Це твердження є змістом теореми Карно, доказ якої можна знайти в [13].

У реальних циклах теплових двигунів (наприклад, у двигунах внутрішнього згоряння) цикл Карно не застосовується. Через невелике розходження в нахилах ізотерм й адіабат виходять більші розміри циклу по осі v . Це означає, що в реальному двигуні потрібно застосовувати дуже довгий циліндр. У результаті будуть великі втрати на тертя й теплообмін через необоротність процесу, а також більші габарити й вага двигуна.

1.2.5. Зворотний оборотний цикл Карно

Цикл Карно може протікати не тільки в прямому, але й у зворотному напрямку (див. рис. 1.9).

Машини, які працюють за зворотним циклом, називаються холодильними машинами. Це теплові машини, які створюють і підтримують різниці температур шляхом відібрання теплоти в більш холодного тіла й передачі її більш гарячому (див. розділ 3.5.). А такий процес, як виходить з формулювання другого закону термодинаміки Клаузіуса, вимагає витрати енергії (не може відбуватися без компенсації).

Розглянемо оборотний зворотний цикл Карно, зображений на рис. 1.9. У процесі 1-2 робоче тіло (холодильний агент) розширюється за адіабатою зі зменшенням температури від T_1 у точці 1 до T_2 у точці 2. Потім газ розширюється за ізотермою 2-3 з підведенням теплоти q_2 від джерела з температурою T_2 . У адіабатному процесі стиску 3-4 відбувається збільшення температури робочого тіла від T_2 до T_1 . В ізотермічному процесі стиску здійснюється відвід від робочого тіла теплоти q_1 до верхнього джерела теплоти.

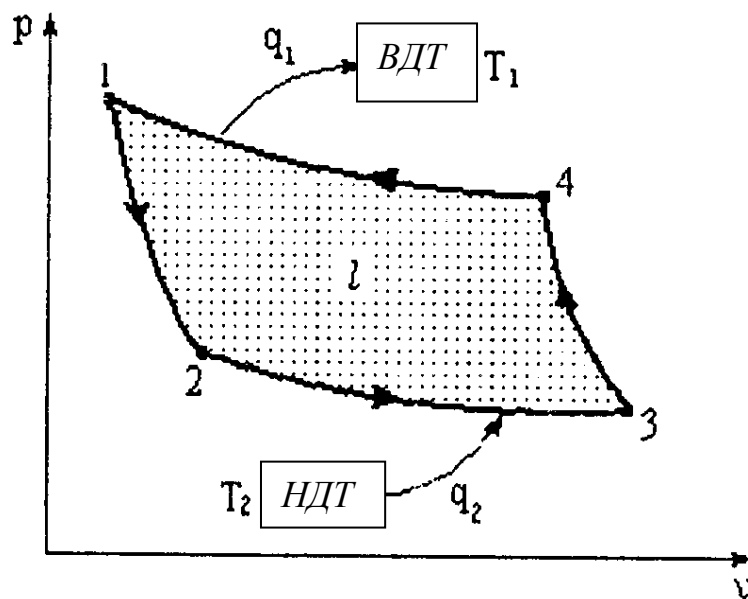


Рис. 1.9

На здійснення зворотного циклу в холодильній машині затрачується: питома робота l . При цьому від НДТ до ВДТ переноситься кількість глисти, рівне q_2 . Крім того, до ВДТ передається теплота рівна витраченій роботі l . Звідси, вся теплота, одержувана ВДТ, буде $q_1 = q_2 + t$. Робота, витрачена на стиск у процесах 3-4 й 4-1, більш роботи розширення в процесах 1-2 й 2-3 на величину площі фігури 1-2-3-4. Робота розширення виконується стисненим газом і буде позитивною. Робота стиску виконується над газом і буде

негативною. Звідси сумарна робота, витрачена на передачу теплоти від *НДТ* до *ВДТ*, буде негативною і дорівнюватиме $l = q_1 - q_2$. Ефективність роботи холодильних машин характеризується холодильним коефіцієнтом, у вигляді відношення теплоти, взятої від *НДТ* і переданої *ВДТ*, до витраченої роботи:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{q_2}{l}.$$

Холодильний коефіцієнт характеризує ефективність передачі теплоти від *НДТ* до *ВДТ*. Він буде тим більше, чим більшу кількість теплоти q_2 буде взято від *НДТ* і передано *ВДТ* і чим менше буде на це витрачено роботи l .

Холодильний коефіцієнт оборотного зворотного циклу Карно визначається за формулою:

$$\varepsilon = \frac{T_2}{T_1 - T_2}.$$

Холодильний коефіцієнт цього циклу залежить лише від абсолютних температур T_1 і T_2 і має найбільше значення в порівнянні з холодильними коефіцієнтами будь-яких інших циклів, що протікають у тих же температурних межах.

Холодильні машини, призначені для опалення приміщень шляхом передачі теплоти від джерела з більш низькою температурою до джерела з більш високою температурою, називаються тепловими насосами. Їхня ефективність оцінюється опалювальним коефіцієнтом φ , визначуваним за формулою:

$$\varphi = \frac{q_1}{l}.$$

1.2.6. Узагальнений термодинамічний цикл Карно.

Регенерація теплоти

У заданому інтервалі температур не можна одержати більш високий ккд, ніж в оборотного циклі Карно. Однак є цикли, за своєю конфігурацією відмінні від циклу Карно, але при деяких додаткових умовах мають термічний ккд, рівний ккд циклу Карно.

На рис. 1.10 зображено цикл 1-2-3-4, що складається з двох ізотерм 1-2 й 3-4 і двох будь-яких довільних оборотних процесів 2-3 й 4-1, еквідистантних у горизонтальному напрямку. Еквідистантними в термодинаміці називають

сімейство ліній, що мають при однакових температурах рівний кутовий коефіцієнт.

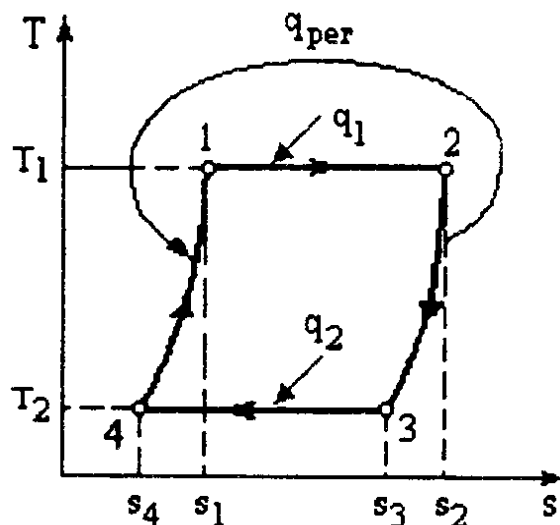


Рис. 1.10

У процесі 1-2 від нагрівача з температурою T_1 до робочого тіла підводиться питома кількість теплоти $q_1 = T_1(s_2 - s_1)$. У процесі 2-3 робоче тіло віддає кількість теплоти q_{2-3} , чисельно рівну площі $s_3-3-2-s_2$. Для здійснення оборотного переходу робочого тіла від стану в точці 2 з температурою T_1 до стану в точці 3 з температурою T_2 необхідно мати нескінченно велику кількість проміжних джерел теплоти (теплоприймачів), температура яких відрізняється одна від одної на нескінченно малу величину. У процесі 3-4 робоче тіло ізоентропічно стискується, віддаючи в холодильник при температурі T_2 кількість теплоти $q_2 = T_2(s_3 - s_4)$. У процесі 4-1 робоче тіло поглинає кількість теплоти q_{4-1} , вимірювану площею фігури $s_4-4-1-s_1$. У якості проміжних тепловіддавачів при здійсненні процесу 4-1 використовуються ті самі джерела теплоти, які застосовувалися у процесі 2-3 у якості теплоприймачів.

Через еквідистантність процесів 2-3 й 4-1 площі $s_3-3-2-s_2$ й $s_4-4-1-s_1$ рівні між собою й, отже, питомі теплоти q_{2-3} й q_{4-1} однакові за абсолютною величиною, тобто скільки теплоти робоче тіло віддає у процесі 2-3, стільки ж воно приймає у процесі 4-1. У цьому разі виконується перенос теплоти з одних ділянок циклу на інші. Такий процес називається регенерацією теплоти.

Робота циклу 1-2-3-4 буде дорівнює:

$$l = q_1 - q_{2-3} - q_2 + q_{4-1} \text{ або } l = q_1 - q_2.$$

Термічний ккд знаходимо за формулою:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{T_1(s_2 - s_1) - T_2(s_3 - s_4)}{T_1(s_2 - s_1)}.$$

Оскільки криві 2-3 й 4-1 еквідистантні, то $s_1 - s_4 = s_2 - s_3$ й $s_2 - s_1 = s_3 - s_4$.

Звідси:

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Таким чином, розглянутий оборотний цикл, що складається з двох з-терм і двох еквідистантних кривих, має ккд, рівний ккд оборотного циклу Карно. Цикл, у якому застосовується регенерація теплоти, називається регенеративним циклом. Регенеративний оборотний цикл, що складається із двох ізотерм і двох будь-яких довільних еквідистантних кривих, називається узагальненим (регенеративним) циклом Карно. Через їх високий ккд такі цикли одержали велике поширення в теплоенергетичних установках.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Описати оборотний цикл Карно.
2. Що називається круговим процесом або циклом?
3. Чи можна у круговому процесі всю теплоту перетворити в роботу?
4. Зворотний цикл Карно.
5. Узагальнений (регенеративний) цикл Карно.
6. Що таке ексергія?
7. При яких умовах термічний ккд циклу може дорівнювати 1?
8. Основні формулювання другого закону термодинаміки.
9. Як визначається максимальна корисна робота?
10. Статистичний характер другого закону термодинаміки.
11. Ексергетичний метод дослідження.
12. Ексергія теплоти й робочого тіла.

ЗАДАЧІ

Задача 1. Знайти величину ентропії 2 кг кисні при тиску 4 бар і температурі 100°C.

Вирішення. Ентропія визначається за формулою

$$S = c_p \ln \frac{T}{T_0} - R \ln \frac{p}{p_0},$$

де $T_0 = 273 \text{ }^\circ\text{K} = 0^\circ\text{C}$; $p_0 = 760 \text{ мм рт. ст.} = 1,013 \text{ бар}$; $R = c_p - c_v$;

$c_p = 0,9232 \text{ кДж/кг}\cdot^\circ\text{K}$; $c_v = 0,6632 \text{ кДж/кг}\cdot^\circ\text{K}$. c_p й c_v знаходять з таблиць.

Підставляючи всі вихідні дані у формулу для ентропії, одержимо

$$S = 0,9232 \ln \frac{373}{273} - (0,9232 - 0,6632) \ln \frac{4}{1,03} = -0,0646 \text{ кДж/кг}\cdot^\circ\text{K}.$$

Задача 2. 1 кг азоту при температурі 40°C знаходиться в балоні ємкістю 0,4 м³. Знайти ентропію газу.

Вирішення. Формула для визначення ентропії має вигляд

$$S = c_v \ln \frac{T}{T_0} - R \ln \frac{V}{V_0},$$

де $T_0 = 273 \text{ }^\circ\text{K} = 0^\circ\text{C}$; $V_0 = 0,8 \text{ м}^3$; $R = c_p - c_v$; $c_p = 1,0309 \text{ кДж/кг}\cdot^\circ\text{K}$;

$c_v = 0,7357 \text{ кДж/кг}$.

З урахуванням вихідних даних одержуємо

$$S = 0,7357 \ln \frac{313}{273} - (1,0309 - 0,7357) \ln \frac{0,4}{0,8} = 0,305 \text{ кДж/кг}\cdot^\circ\text{K}.$$

Задача 3. Деяка кількість повітря, що має при нормальних фізичних умовах об'єм 7 м³, розширюється зі зниженням температури від 50 до 20°C. Початковий тиск дорівнює 40 ат. Визначити показник політропи n , роботу розширення L і зміна ентропії газу ΔS , якщо від нього відведено в процесі $Q = -300 \text{ кДж}$ теплоти.

Вирішення. Кількість відведеної теплоти Q визначається за формулою

$$Q = mc_v \frac{k - n}{1 - n} (T_2 - T_1),$$

де $m = V\rho_0 = 7 \cdot 1,293 = 9,051$ кг; $\rho_0 = 1,293$ кг/м³ – щільність повітря при нормальних умовах; $k = 1,4$ – показник адіабати; $c_v = 0,716$ кДж/°К.

З формули для Q можна знайти показник політропи n , Оскільки величина Q задана за умовою задачі. Звідси $n = 1,157$. Робота розширення буде

$$L = \frac{mR}{n-1}(T_1 - T_2) = \frac{9,051 \cdot 0,287}{1,157-1} \cdot (323 - 293) = 496,4 \text{ кДж},$$

де $R = 0,287$ кДж/кг·К.

Зміна ентропії

$$Q = mc_v \frac{k-n}{1-n} \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) = 9,051 \cdot 0,716 \cdot \frac{1,4-1,157}{1-1,157} \ln\left(\frac{323}{293}\right) = 0,978 \text{ кДж/К}.$$

Задача 4. Як зміниться ккд циклу Карно, якщо при постійній температурі верхнього джерела теплоти $t_1 = 2500^\circ\text{C}$, температура нижнього джерела t_2 знизиться з 200 до 100°C ?

Вирішення. При $T_2 = t_2 + 273 = 200 + 273 = 473$ До ККД циклу Карно буде

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{473}{2773} = 0,829.$$

При $T_2 = 100 + 273 = 373$ °К

$$\eta_t = 1 - \frac{373}{2773} = 0,865.$$

Підвищення ККД буде дорівнюватиме

$$\eta_t = \frac{0,865 - 0,829}{0,865} \cdot 100\% = 4,16\%.$$

Задача 5. У котельній установці при температурі навколишнього середовища $t_0 = 25^\circ\text{C}$ виробляється пара з температурою $t_2 = 550^\circ\text{C}$. Температура продуктів згорання в топці $t_1 = 1727^\circ\text{C}$, (теплотворна здатність палива $Q_p^H = 42000$ кДж/кг). Знайти ексергію теплоти топкових газів, одержуваної пари й ексергетичний ККД.

Вирішення. ексергія теплоти топкових газів:

$$e_1 = Q \left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right) = 42000 \cdot \left(1 - \frac{298}{2000}\right) = 35742 \text{ кДж/кг}.$$

Ексергія теплоти отриманої пари:

$$e_2 = Q \left(1 - \frac{T_0}{T_2} \right) = 42000 \cdot \left(1 - \frac{298}{823} \right) = 26792 \text{ кДж/кг.}$$

Втрата ексергії на 1 кг витраченого палива:

$$\Delta e = e_1 - e_2 = 8950 \text{ кДж/кг.}$$

Втрата ексергії за рівнянням Гюї-Стодоли:

$$\Delta e = T_0 \Delta S = T_0 \left(\frac{Q}{T_2} - \frac{Q}{T_1} \right) = 8950 \text{ кДж/кг.}$$

Ексергетичний ккд котельної установки без теплових втрат буде:

$$\eta_e = \frac{e_2}{e_1} = \frac{26792}{35742} = 0,75.$$

З урахуванням ефективного ККД котельні установки $\eta_t = 0,9$ для ексергії теплоти, отриманої парою, матимемо:

$$e'_2 = \eta_t \cdot e_2 = 0,9 \cdot 26792 = 24113 \text{ кДж/кг.}$$

Звідси ексергетичний ккд із урахуванням теплових втрат складе:

$$\eta_e = \frac{24113}{42000} = 0,574.$$

1.3. ТЕРМОДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ ЗМІНИ СТАНУ ІДЕАЛЬНОГО ГАЗУ

1.3.1. Загальні питання дослідження процесів

Велике значення для теоретичних досліджень і прикладних робіт мають наступні процеси: ізохорний, що протікає при постійному обсязі, ізобарний - при постійному тиску, ізотермічний - при постійній температурі, адіабатний - без теплообміну з навколишнім середовищем. Крім того, існують ще політропні процеси, які за певних умов можуть переходити в усі перераховані вище процеси.

Для всіх процесів встановлюється наступний загальний метод дослідження.

1. Виводиться рівняння кривої процесу в $p\nu$ й Ts координатах.
2. Встановлюється співвідношення між основними параметрами стану робочого тіла на початку й наприкінці процесу.
3. Визначається зміна внутрішньої енергії за формулою

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \int_{t_1}^{t_2} c_v dt = \bar{c}_v \Big|_0^{t_2} t_2 - \bar{c}_v \Big|_0^{t_1} t_1 \quad (1.56)$$

або при постійній теплоємкості:

$$u_2 - u_1 = c_v (t_2 - t_1). \quad (1.57)$$

4. Визначається робота зміни об'єму газу:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dt = \int_{v_1}^{v_2} f(v) dv. \quad (1.58)$$

5. Знаходиться питома кількість теплоти, що бере участь у процесі:

$$q_{1-2} = \int_{t_1}^{t_2} c_x dt = \bar{c}_x \Big|_0^{t_2} t_2 - \bar{c}_x \Big|_0^{t_1} t_1.$$

6. Знаходиться зміна питомої ентропії за формулами:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1};$$

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Розглянуті процеси вважаються оборотними.

1.3.2. Ізохорний процес

Ізохорним називається процес, що проходить при постійному обсязі. Крива процесу називається ізохорою (рис. 1.11, 1.12).

1. Рівняння процесу $v = \text{const}$ або $dv = 0$.

2. Співвідношення параметрів. Для процесу 1-2 запишемо рівняння стану газу в точках 1 й 2

$$p_1 v_{1,2} = RT_1; \quad p_2 v_{1,2} = RT_2.$$

Розділивши перше рівняння на друге, одержимо відомий закон Шарля:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2},$$

тобто при ізохорному процесі зміна абсолютних тисків прямо пропорційна зміні абсолютних температур.

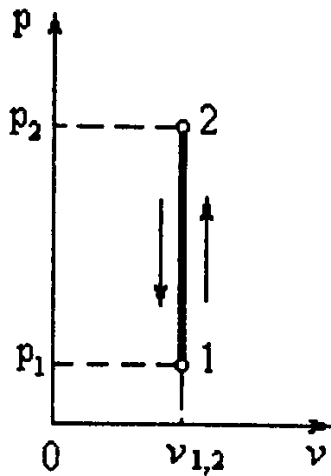


Рис. 1.11

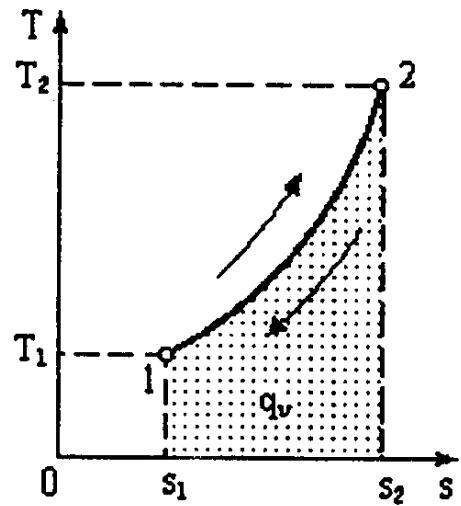


Рис. 1.12

3. Зміна внутрішньої енергії. Для процесу 1-2 запишемо рівняння першого закону термодинаміки:

$$dq_v = du_v + p dv.$$

Оскільки $dv = 0$, то $du_v = dq_v = c_v dT$.

Інтегруючи останнє рівняння, одержимо

$$q_v = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT = c_v (T_2 - T_1) = u_2 - u_1. \quad (1.59)$$

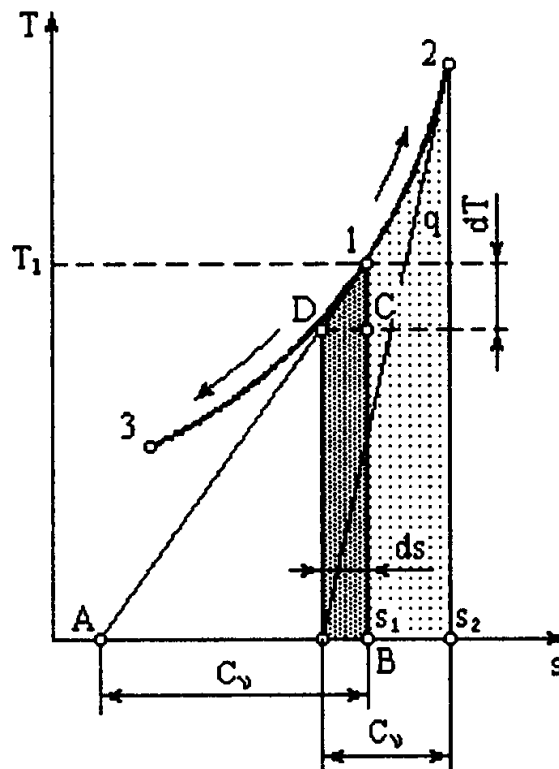


Рис. 1.13

Якщо $T_2 > T_1$, то теплота q_v у процесі 1-2 має позитивний знак, тобто вона підводиться. Якщо $T_2 < T_1$, то теплота негативна й вона в процесі виділяється. Кількість підведеної (або відведеної) питомої теплоти q_v графічно визначається площею під кривою процесу 1-2. З рис. 1.13 видно, що добуток $ds \cdot T = dq_v$ дорівнює площі елементарного прямокутника. Якщо просумувати всі елементарні площі, то одержимо кількість теплоти q_v , підведеної в ізохорному процесі 1-2 або відведеної в процесі 1-3.

4. Робота зміни об'єму газу. Через те, що $dv=0$, робота $dl=pdv=0$. Тобто робота в ізохорному процесі дорівнює нулю, і вся теплота, що підводиться (що відводиться) до робочого тіла, пройде на зміну внутрішньої енергії. Питома розташовувана робота l_0 визначається за формулою:

$$l_0 = - \int_{p_1}^{p_2} v dt = -v(p_2 - p_1).$$

5. Питома кількість теплоти визначається за формулою (1.59).

6. Зміну питомої ентропії знайдемо з рівнянь першого й другого законів термодинаміки. Запишемо рівняння першого початку у вигляді

$$dq = c_v dT + p dv.$$

Розділивши обидві частини цього рівняння на T , одержимо:

$$\frac{dq}{T} = c_v \frac{dT}{T} + \frac{p}{T} dv. \quad (1.60)$$

З рівняння стану ідеального газу $pv = RT$ виходить, що:

$$\frac{p}{T} = \frac{R}{v}. \quad (1.61)$$

Підставляючи (1.61) в (1.60), знайдемо $\frac{dq}{T} = \frac{c_v dT}{T} + \frac{R dv}{v}$.

Оскільки $ds = \frac{dq}{T}$, то $ds = \frac{c_v dT}{T} + \frac{R dv}{v}$.

Інтегруючи останнє співвідношення, матимемо:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (1.62)$$

Оскільки в ізохорному процесі $v_1 = v_2$, то $\ln \frac{v_2}{v_1} = 0$.

Тоді:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Зображення термодинамічного процесу в Ts координатах має ряд зручностей. Як вказувалося вище, площею під кривою процесу визначається кількість теплоти. Крім того, використовуючи криву ізохорного процесу в Ts координатах, можна знайти значення дійсної теплоємкості c_v . Доведемо це твердження. Якщо до точки 1 ізохорного процесу (рис. 1.13) провести дотичну 1-А, то піддотична В у певному масштабі являє собою дійсну теплоємкість c_v цього процесу. Справді, з подібності трикутників $D-1-C$ й U можна записати:

$$\frac{AB}{DC} = \frac{1B}{1C}.$$

З огляду на, що $1U = T$; $1C = d$; $DC = ds$, одержимо $ABd = Tds = dq$. Оскільки $dq = c_v d$, те $ABd = c_v d$. Звідси $c_v = AB$, що й було потрібно довести.

Ізохори при різних об'ємах є еквідистантними кривими, що мають при одній і тій же температурі однакові кутові коефіцієнти.

1.3.3. Ізобарний процес

Ізобарними називаються процеси, що протікають при постійному тиску. Криві процесів називаються ізобарами (рис. 1.14, 1.15).

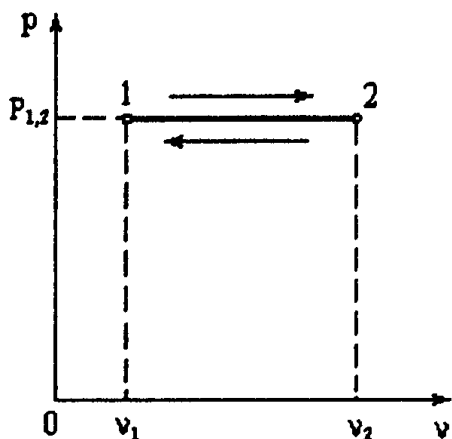


Рис. 1.14

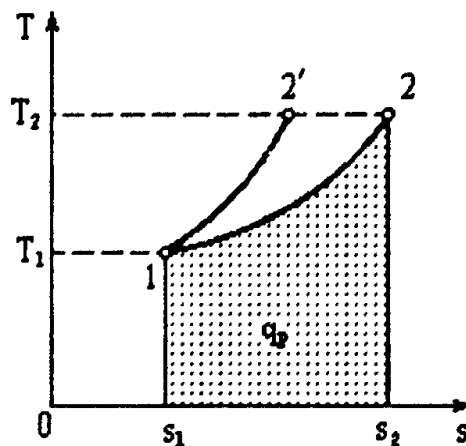


Рис. 1.15

1. Рівняння процесу $p = \text{const}$ або $dp = 0$.

2. Співвідношення параметрів. Для процесу 1-2 запишемо рівняння стану в точках 1 й 2:

$$p_{1,2}v_1 = RT_1; \quad p_{1,2}v_2 = RT_2.$$

Розділивши перше рівняння на друге, одержимо відомий закон Гей-Люссака:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$

3. Зміна внутрішньої енергії. Рівняння першого закону термодинаміки для ізобарного процесу має вигляд:

$$dq_p = du + pdv. \quad (1.63)$$

Таким чином, в ізобарному процесі частина теплоти, підведеної до робочого тіла, витрачається на зміну внутрішньої енергії, а частина, що залишилася, йде на здійснення зовнішньої роботи. Для визначення часток теплоти, затрачуваної на зміну внутрішньої енергії і на здійснення роботи, розділимо рівняння (1.63) на dq_p :

$$1 = \frac{du}{dq_p} + \frac{dl}{dq_p}.$$

Звідси:

$$\frac{du}{dq_p} = 1 - \frac{dl}{dq_p} = 1 - \frac{c_v}{c_p} \frac{dT}{dT} = 1 - \frac{c_v}{c_p} = 1 - \frac{1}{k}.$$

Якщо прийняти $k = 1,4$, що відповідає двохатомним газам, то:

$$\frac{dl}{dq_p} = 0,285, \text{ а } \frac{du}{dq_p} = 0,715.$$

Отже 28,5% всієї підведеної до робочого тіла теплоти в ізобарному процесі для двохатомного газу витрачається на здійснення зовнішньої роботи, а 71,5% - на зміну внутрішньої енергії.

Запишемо рівняння першого закону термодинаміки через ентальпію

$$dq = di - vdp.$$

Оскільки $dp = 0$, то:

$$dq = di = cpdT. \quad (1.64)$$

Або $q = i_2 - i_1 = c_p(T_2 - T_1)$ при $c_p = \text{const}$. Отже в ізобарному процесі теплота, підведена до робочого тіла, йде на збільшення ентальпії. Кількість теплоти, підведеної до робочого тіла в ізобарному процесі, вимірюється площею під кривою процесу (рис. 1.15).

4. Робота в ізобарному процесі буде $dl = p dv$, або:

$$l = p \int_{v_1}^{v_2} v dv = p(v_2 - v_1).$$

Розташовувана робота $l_0 = -v dp = 0$, Оскільки $dp = 0$.

5. Питома кількість теплоти визначається за рівняннями (1.63), (1.64).

6. Зміну питомої ентропії знайдемо з формули (1.62), використовуючи співвідношення параметрів ізобарного процесу $v_2 / v_1 = T_2 / T_1$:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{T_2}{T_1} = (c_v + R) \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Оскільки по рівнянню Майєра $c_p = c_v + R$, то $s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}$.

Піддотична до кривої 1-2 (рис. 1.16) у будь-якій її точці (для точки 2 – лінія АВ) у відповідному масштабі чисельно дорівнює дійсній теплоємності C_p .

Всі ізобари є еквідистантними кривими, що мають при одній і тій же температурі однакові кутові коефіцієнти.

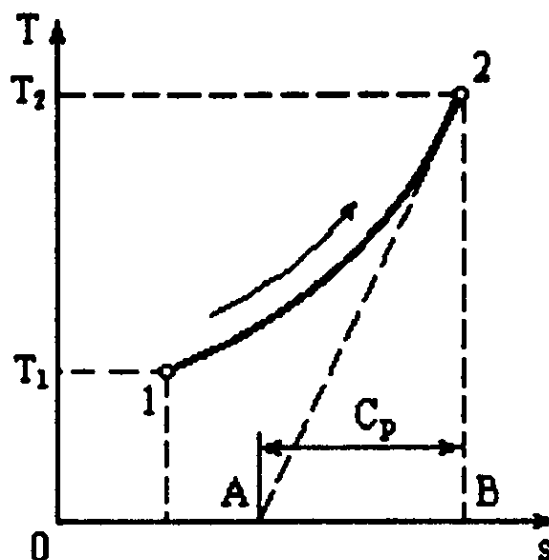


Рис. 1.16

З рівняння Майєра $R = c_p - c_v$ виходить, що $c_p > c_v$, тому зміна ентропії при ізобарному процесі буде більше, ніж при ізохорному:

$$(s_2 - s_1)_p \succ (s_2 - s_1)_v.$$

Із зіставлення рис. (1.13) і (1.16) треба, що ізобара 1-2 (рис. 1.15) при однакових температурах T_1 і T_2 , більше полого крива, ніж ізохора 1 - 2'.

1.3.4. Ізотермічний процес

Ізотермічним називається процес, що протікає при постійній температурі. Крива процесу називається ізотермою (рис. 1.17, 1.18).

1. Рівняння процесу $T = \text{const}$ або $d = 0$.

2. Співвідношення параметрів. Рівняння стану ідеального газу в точках 1 й 2 ізотермічного процесу буде:

$$p_1 v_1 = RT_{1,2}; \quad p_2 v_2 = RT_{1,2}.$$

Поділивши перше рівняння на друге, одержимо:

$$\frac{p_1 v_1}{p_2 v_2} = 1,$$

або

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_1}{v_2}.$$

Звідси одержуємо ще одне рівняння ізотермічного процесу:

$$pv = \text{const}.$$

Зі співвідношення (1.65) треба, що об'єм газу змінюється зворотно пропорційно його тиску (закон Бойля - Маріотта).

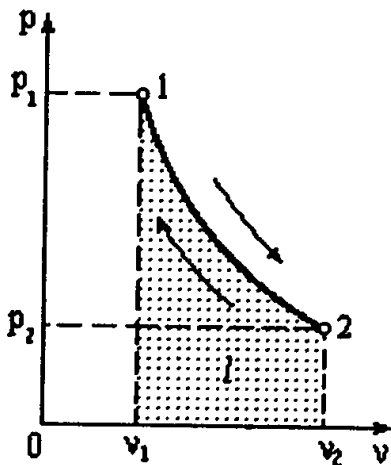


Рис. 1.17

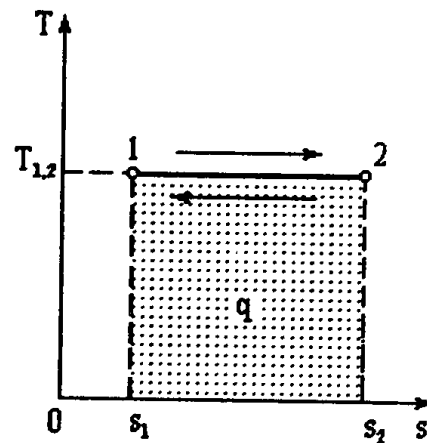


Рис. 1.18

3. Зміна внутрішньої енергії. Запишемо рівняння першого закону термодинаміки у вигляді $dq = cvd + pdv$.

Оскільки $dT = 0$, то

$$dq = pdv - dl. \quad (1.66)$$

Звідси виходить, що вся теплота, підведена до робочого тіла в ізотермічному процесі, іде на здійснення роботи. Зміна внутрішньої енергії:

$$du = cvd = 0.$$

4. Роботу в ізотермічному процесі знаходять за формулою (1.66). Інтегруючи це співвідношення, одержуємо:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} pvd.$$

Оскільки з рівняння стану ідеального газу $p = RT/v$, то:

$$l = RT \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = RT(\ln v_2 - \ln v_1) = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1},$$

або

$$l = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = p_2 v_2 \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

Питому розташовувану роботу знаходимо за формулою:

$$l_0 = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = - \int_{p_2}^{p_1} \frac{p_1 v_1}{p} dp = p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

Таким чином, в ізотермічному процесі ідеального газу робота зміни об'єму l , розташовувана робота l_0 й питома кількість теплоти рівні між собою

$$l = l_0 = q.$$

Теплоємність в ізотермічному процесі $c_v = \frac{dq}{dT} \rightarrow \pm\infty$, Оскільки $dT = 0$.

Звідси виходить, що теплоємність в ізотермічному процесі не може бути визначена.

5. Питома кількість теплоти, що бере участь в ізотермічному процесі, буде $dq = Tds$. Інтегруючи, одержимо $q = T(s_2 - s_1)$.

6. Зміна питомої ентропії в ізотермічному процесі визначається відношенням $ds = \frac{dq}{T}$. Звідси $dq = Tds = pdv$, $ds = -pdv$. Інтегруючи, маємо:

$$s_2 - s_1 = \frac{1}{T} \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_2}^{v_1} \frac{R}{v} dv = R \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

1.3.5. Адіабатний процес

Адіабатним називається процес, що протікає без теплообміну з навколишнім середовищем. Крива цього процесу називається адіабатою (рис. 1.19, 1.20).

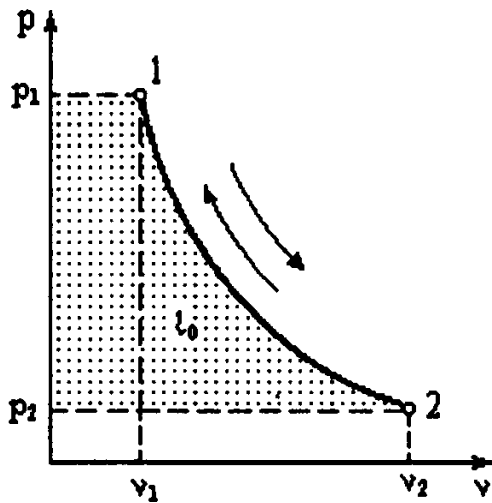


Рис. 1.19

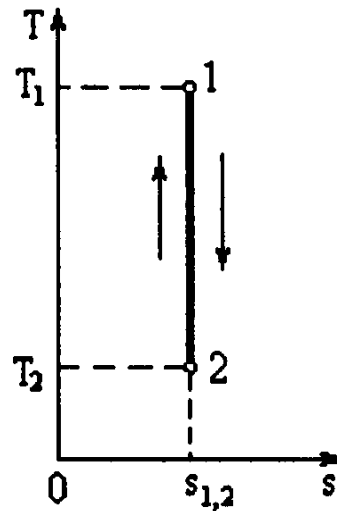


Рис. 1.20

1. Рівняння адіабатного процесу $dq = 0$.

2. Співвідношення параметрів. З рівнянь першого закону термодинаміки при $dq=0$ маємо $cpd - vdp = 0$ й $cvd + pdv = 0$.

Розділивши перше рівняння на друге, одержимо:

$$\frac{c_v dT}{c_v dT} = -\frac{v dp}{p dv}$$

або:

$$\frac{k dv}{v} = -\frac{dp}{p}. \quad (1.67)$$

Інтегруючи останнє рівняння при $k = \text{const}$, $c_p = \text{const}$ й $c_v = \text{const}$, матимемо:

$$k \ln v + \ln p = \text{const}.$$

Звідси:

$$pv^k = \text{const.}$$

Останнє співвідношення є ще одним рівнянням адіабатного процесу.

3. Зміна внутрішньої енергії й робота в адіабатному процесі визначаються з рівняння першого закону термодинаміки при $dq = 0$:

$$du = -dl = c_v d.$$

Інтегруючи, одержимо

$$u_1 - u_2 = 1 = c_v (T_1 - T_2).$$

Таким чином, в адіабатному процесі робота відбувається за рахунок убитку внутрішньої енергії.

Робота в адіабатному процесі може також визначатися за наступною формулою:

$$l = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2),$$

де

$$\frac{R}{k-1} = c_v.$$

Оскільки з рівняння стану $T_1 = \frac{p_1 v_1}{R}$, $T_2 = \frac{p_2 v_2}{R}$, то формула для роботи прийме вигляд:

$$l = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Виносячи $p_1 v_1$, за дужки, одержимо:

$$l = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right).$$

З огляду на, що $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1}$ й $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}$, одержимо:

$$l = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \right];$$

$$l = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right].$$

Розташовувану роботу знаходимо за формулою:

$$l_0 = - \int_{p_1}^{p_2} v dp.$$

При оборотному адіабатному процесі розташовувана робота буде в k раз більше питомої роботи розширення газу й протилежна їй за знаком. Для доказу перетворимо співвідношення (1.67) до вигляду:

$$-vdp = kpdv.$$

Звідси $dl_0 = Ml$ або

$$l_0 = kl. \quad (1.67a)$$

4. Зміна ентропії в адіабатному процесі $ds = 0$. Звідси $s_1 = s_2 = \text{const}$. Тобто оборотний адіабатний процес одночасно є ізоентропним (при постійній ентропії).

Через те, що $k > 1$, то на p - v діаграмі адіабата йде крутіше, ніж ізотерма (рис. 1.21). Таким чином, при адіабатному розширенні (лінія А-2) тиск газу падає швидше, ніж при ізотермічному (лінія А-2'). Це пояснює тим, що адіабатний процес здійснюється без підведення теплоти, і розширення газу відбувається тільки за рахунок падіння його внутрішньої енергії. В ізотермічному процесі розширення газу відбувається за рахунок підведеної теплоти.

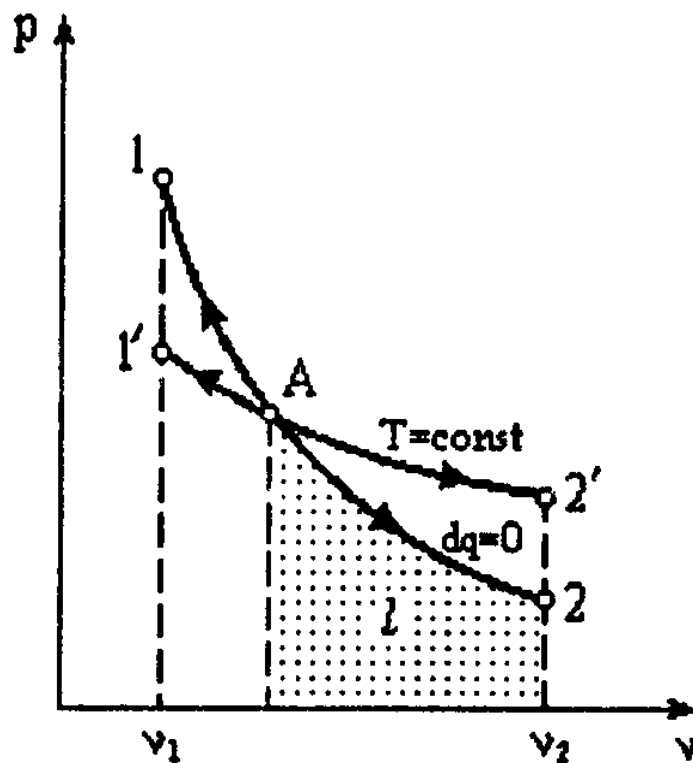


Рис. 1.21

Якщо від точки A (рис. 1.21) газ стиснути, то адіабата $A-1$ буде розташовуватися крутіше ізотерми $A-1'$, Оскільки при адіабатному процесі теплота не виділяється і температура газу зі збільшенням тиску зростає більше, ніж в ізотермічному.

1.3.6. Політропний процес

Політропним називається процес, в якому питома теплоємність залишається постійною величиною, а лінію процесу називають політропою. Політропи - це криві, що описують газові процеси, в яких відбувається зміна всіх термодинамічних параметрів.

1. Рівняння політропного процесу. Питома кількість теплоти, що бере участь у політропному процесі, визначається за формулою

$$q = c(T_2 - T_1) \text{ и } dq = cdT, \quad (1.68)$$

де c – теплоємність політропного процесу.

Підставляючи (1.68) у рівняння першого закону термодинаміки (1.17) і (1.22), одержимо:

$$dq = cd = cvd \cdot dp,$$

$$dq = cd = cpd \cdot dv.$$

Розділимо друге рівняння на перше:

$$\frac{c - c_p}{c - c_v} = -\frac{vdp}{pdv}.$$

Позначаючи $\frac{c - c_p}{c - c_v} = n$, одержимо $\frac{ndv}{v} = -\frac{dp}{p}.$

Після інтегрування знайдемо $n \ln v + \ln p = \text{const}$, або

$$pv^n = \text{const}. \quad (1.69)$$

Отримане рівняння є рівнянням політропного процесу, де n показник політропи.

Показник політропи n змінюється в межах від $-\infty$ до $+\infty$. В окремих випадках, коли n приймає певні значення, політропний процес може

переходити в кожний з розглянутих вище процесів. Наприклад, при $n = \pm \infty$ з рівняння (1.69), записаного у вигляді $p^{1/n}v = \text{const}$, виходить, що $v = \text{const}$, тобто одержуємо ізохорний процес. При $n = 0$ згідно з (1.69) одержимо ізобарний процес; $n = 1$ – ізотермічний і при $n = k$ – адіабатний.

Таким чином, політропний процес є узагальнюючим для всіх розглянутих вище процесів.

2. Співвідношення параметрів. Оскільки рівняння політропи аналогічно рівнянню адіабати, те, замінивши показник адіабати на показник політропи, можна записати наступні рівняння, що зв'язують основні термодинамічні параметри:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^n$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{n-1}{n}};$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1}.$$

3. Робота в політропному процесі. За аналогією з виразами для роботи в адіабатному процесі, заміняючи k на n , одержимо наступні вирази для визначення роботи в політропному процесі:

$$l = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2);$$

$$l = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2);$$

$$l = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right];$$

$$l = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right].$$

Аналогічно розташовувана робота буде:

$$l_0 = nl. \quad (1.69a)$$

Таким чином, розташовувана робота в політропному процесі в n раз більше роботи розширення.

Теплоємність у політропному процесі визначається за формулою:

$$c = c_v \frac{n-k}{n-1}. \quad (1.70)$$

За допомогою формули (1.70) можна простежити за зміною теплоємності робочого тіла в політропному процесі залежно від показника політропи (див. рис. 1.22). Аналіз графіка показує, що в діапазоні зміни показника політропи $1 < n < k$ теплоємність виявляється негативною. Це пов'язано з тим, що при підведенні теплоти до робочого тіла температура його знижується, а при відводі теплоти - підвищується.

Якщо у формулу (1.70) підставити значення n , що відповідають приватним термодинамічним процесам, то будемо одержувати значення теплоємностей цих процесів (див. рис. 1.22). Наприклад, при $n = 0$ (ізобарний процес) $c = kc_v$, або $z = \text{порівн}$, Оскільки $k = c_p/c_v$. При $n = 1$ (ізотермічний процес) $c \rightarrow \infty$. При $n = \pm\infty$ (ізохорний процес) $K = c_v$.

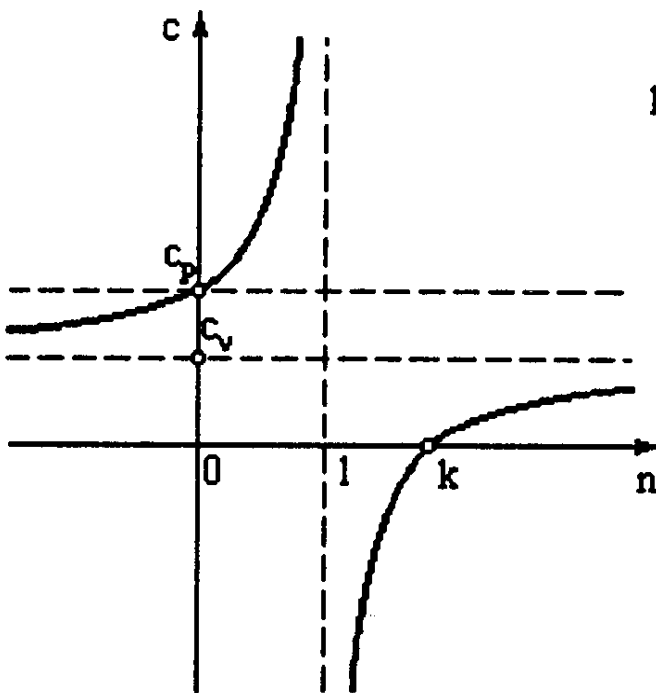


Рис. 1.22

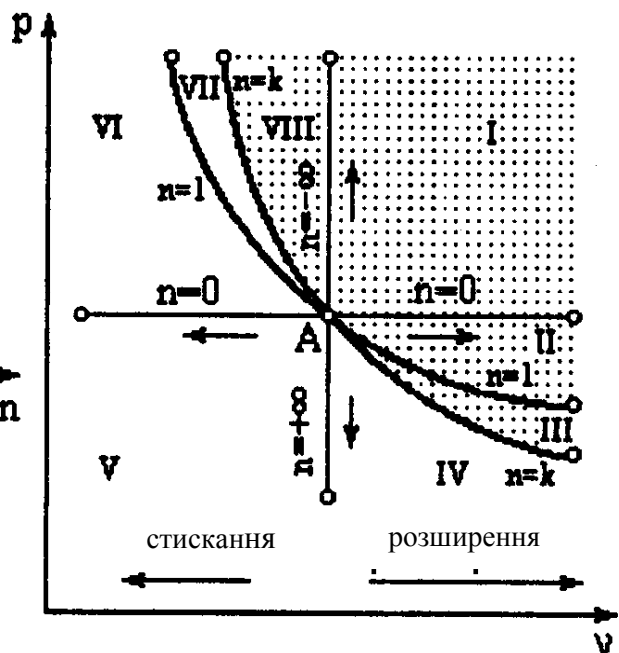


Рис. 1.23

Значення показника політропи визначає розташування і характер протікання політропного процесу на $p\nu$ діаграмі (рис. 1.23).

Якщо вибрати довільну точку A и провести з її всі розглянуті вище окремі випадки термодинамічних процесів як у бік розширення, так й у бік стиску, то діаграма розділиться на вісім областей, у межах яких всі термодинамічні процеси відрізняються спільністю певних властивостей. Так, всі процеси, що починаються в точці A и розташовані в областях I-IV, супроводжуються розширенням робочого тіла й тому мають позитивну роботу. Всі процеси, що розташовуються лівіше ізохори $n = \pm\infty$, мають негативну роботу, Оскільки робоче тіло тут підлягає стиску.

Процеси, що протікають в областях I-III, VIII (заштриховані), протікають з підведенням теплоти ззовні, а в областях IV-VII - з відводом теплоти. Ізотерма $n = 1$ ділить усе поле координатної області, у межах яких процеси протікають із підвищенням температури робочого тіла (області VII, VIII, I й II) і зі зниженням температури (інші області). В області між ізотермою й адіабатою (область III) при підведенні теплоти відбувається спад температури робочого тіла, а при відводі теплоти (область VII) - підвищення.

4. Зміна ентропії в політропному процесі визначається за формулами:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{\nu_2}{\nu_1};$$

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{p_2}{p_1};$$

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + R \ln \frac{\nu_2}{\nu_1}.$$

Підставляючи значення теплоємності з (1.70) у співвідношення:

$$ds = \frac{dq}{T} = c \frac{dT}{T},$$

Одержимо:

$$ds = c_v \frac{n - k}{n - 1} \frac{dT}{T}.$$

Після інтегрування знаходимо:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

З огляду на рівняння (1.69) і співвідношення $n = \frac{c - c_p}{c - c_v}$, матимемо:

$$s_2 - s_1 = c_v (n-k) \ln \frac{v_1}{v_2},$$

або

$$s_2 - s_1 = c_p \frac{n-k}{n} \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

При розрахунках політропних процесів треба знати показники політропи.

Розглянемо способи його визначення.

Спосіб 1. Дано параметри двох різних станів одного політропного процесу (рис. 1.24). Тоді відповідно до рівняння політропного процесу (1.24):

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n.$$

Логарифмуючи, одержимо:

$$\lg p_1 = n \lg v_1 = \lg p_2 + n \lg v_2.$$

Звідси:

$$n = \frac{\lg \frac{p_1}{p_2}}{\lg \frac{v_1}{v_2}}.$$

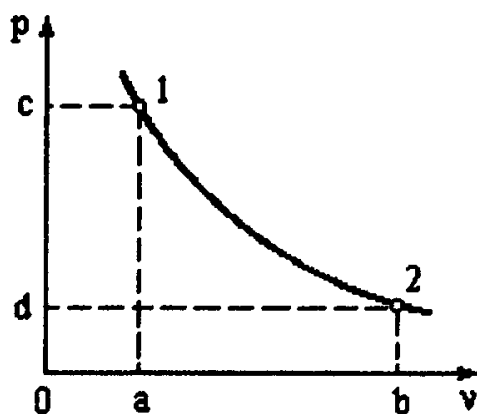


Рис. 1.24

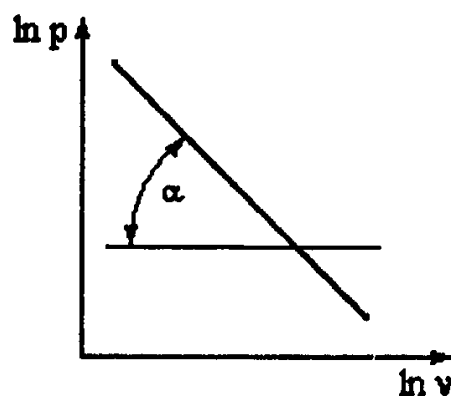


Рис. 1.25

Спосіб 2. Робота l політропного процесу характеризується площею $a-1-2-b$ (рис. 1.24). Розташовувана робота l_0 чисельно дорівнює площі $c-1-2-d$. Оскільки $l_0 = nl$, то

$$n = \frac{l_0}{l} = \frac{\text{пл. } c-1-2-d}{\text{пл. } a-1-2-b}.$$

Спосіб 3. Прологарифмуємо рівняння $pv^n = \text{const}$,

$$\lg p + n \lg v = \text{const}.$$

Це рівняння показує, що в логарифмічних координатах політропа є похилою прямою (рис. 4.15), що визначається за рівнянням:

$$\lg p = \text{const} - n \lg v.$$

Звідси $n = \tan \alpha$, де α – кут нахилу політропи в логарифмічних координатах. В окремому випадку для ізотерми $\alpha = 45^\circ$, для адіабати (при $k = 1,4$) $\alpha = 54^\circ 28'$.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Написати рівняння основних газових процесів.
2. Довести, що в ізобарному процесі кількість теплоти дорівнює зміні ентальпії.
3. Чому в адіабатному процесі розширення тіла температура убуває, а при стиску збільшується?
4. Взаємне розташування ізотерми й адіабати на pv -діаграмі.
5. Взаємне розташування ізохори й ізобари в Ts -координатах.
6. Способи визначення показника політропи.
7. При яких умовах політропні процеси переходять в ізохорний, ізобарний, ізоермічний й адіабатний?
8. В яких політропних процесах внутрішня енергія зменшується, а в яких збільшується?
9. За якими рівняннями обчислюється зміна ентропії в основних газових процесах?

ЗАДАЧІ

Задача 1. У процесі розширення газу 40% підведеної теплоти перетворюється в роботу, 60% йде на збільшення внутрішньої енергії. Чому дорівнює показник політропи?

Вирішення. $\varphi = \Delta u / q = 0,6$;

$$n = \frac{\varphi k - 1}{\varphi - 1} = \frac{0,6 \cdot 1,4 - 1}{0,6 - 1} = 0,4.$$

Задача 2. Визначити показник політропи й дати характеристику процесу, в якому газ віддає 300 кДж теплоти. 100 кДж взято з внутрішньої енергії.

Вирішення. $Q = -300$ кДж; $\Delta U = -100$ кДж; $L = -200$ кДж; $\varphi = 0,333$; $n = 0,8$. У процесі, розташованому між ізобарою й ізотермою, відбувається стиск газу. $\Delta T < 0$, Оскільки теплота, отримана від стиску, разом з теплою, взятою із внутрішньої енергії, виділяється в навколишнє середовище.

Задача 3. Визначити зміну тиску й температури газу і що відбувається з газом у політропному процесі, якщо показник політропи дорівнює 3, а об'єм збільшується в 2 рази?

Вирішення. $v_2 = 2v_1$; $p_1 / p_2 = 8$; $T_1 / T_2 = 4$. Таким чином, тиск зменшиться в 8 разів, а температура - в 4 рази. Робота розширення позитивна, частина теплоти від газу виділяється в навколишнє середовище.

Задача 4. На pV -діаграмі показати області з негативною теплоємністю, з підведенням і відводом теплоти, а також зі збільшенням і зменшенням внутрішньої енергії.

Вирішення. Процеси з негативною теплоємністю розташовані між ізотермою і адіабатою. Процеси з підведенням теплоти перебувають праворуч і вище адіабати, а з відводом теплоти - ліворуч і нижче адіабати. Процеси, що супроводжуються збільшенням внутрішньої енергії, перебувають праворуч і вище ізотерми, а зменшенням - ліворуч і нижче ізотерми.

Задача 5. Повітря в кількості 6 кг стискується за політропою з показником $n = 3$ від 1 до 8 ат, початкова температура дорівнює -23°C .

Визначити роботу стиску, кінцеву температуру газу, початковий і кінцевий об'єми, зміну внутрішньої енергії і ентальпії й кількість зовнішньої теплоти.

Вирішення. $T_2 = 1000 \text{ }^\circ\text{K}$; $V_1 = 4,388 \text{ м}^3$; $V_2 = 2,194 \text{ м}^3$; $L = -645,8 \text{ кДж}$;

$$\Delta U = 6 \cdot \frac{1,005}{1,4} (1000 - 250) = 3230,4 \text{ кДж};$$

$$Q = 3230,4 - 645,8 = 2584,6 \text{ кДж};$$

$$\Delta I = 4522,5 \text{ кДж}.$$

Теплота, підведена до повітря в кількості 2584,6 кДж й отримана від роботи стиску в кількості $L = -645,8 \text{ кДж}$, затрачується на збільшення внутрішньої енергії.

Задача 6. Знайти масу, зміну ентропії й кінцеву температуру кисню, що утримується в посудині ємкістю $V_1 = 300 \text{ л}$ при абсолютному тиску $p_1 = 900 \text{ кПа}$ й температурі $t_1 = 47^\circ\text{C}$. Визначити також кількість теплоти, яку потрібно підвести, щоб підвищити тиск (при $v = \text{const}$) до $p_2 = 3000 \text{ кПа}$. Питома теплоємність залежить від температури.

Вирішення. Маса кисню

$$m = \frac{p_1 V_1}{RT_1} = \frac{900000 \cdot 0,2}{259,8 \cdot 320} = 2,165 \text{ кг}.$$

Температура наприкінці процесу

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2}{p_1}; \quad T_2 = \frac{T_1 p_2}{p_1} = \frac{320 \cdot 3000000}{900000} = 1067 \text{ К}.$$

Кількість теплоти, що пішла на зміну внутрішньої енергії, знаходимо за формулою:

$$Q_v = \Delta U = m(\bar{c}_v|_0^{t_2} t_2 - \bar{c}_v|_0^{t_1} t_1) = 2,165 \cdot (0,7557 \cdot 794 - 0,66 \cdot 47) = 1232 \text{ кДж},$$

де \bar{c}_v взяти з додатків таблиць VI (див. [13], с. 456).

$$\Delta S = S_2 - S_1 = mc_v \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) = 2,165 \cdot 0,707 \cdot 2,3 \ln\left(\frac{1067}{320}\right) = 4,24 \text{ кДж/К}.$$

ЗМ 2. РЕАЛЬНІ ГАЗИ

2.1. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ І ВИЗНАЧЕННЯ

Паротворенням називається процес перетворення речовини з рідкого стану в газоподібний.

Випаром називається паротворення, що відбувається тільки з поверхні рідини. Зі збільшенням температури інтенсивність випару зростає.

Кипінням називається такий процес перетворення рідини в пару, що відбувається не тільки з поверхні рідини, але й усередині її, тобто це процес паротворення у всій масі рідини. Кипіння відбувається при певній температурі, що залежить від роду рідини і її тиску. Процес кипіння здійснюється при підведенні до рідини теплоти при незмінному тиску.

Під конденсацією розуміється процес переходу речовини з газоподібного стану в рідкими. Процес конденсації відбувається при відводі від пари теплоти при незмінному тиску. Конденсація, так само як і процес кипіння, відбувається при постійній температурі.

Сублімацією називається процес переходу речовини із твердого стану в газоподібний. Зворотний процес переходу газу в твердий стан називається десублімацією.

При паротворенні в необмеженому просторі вся рідина може перетворитися в пару. Якщо процес паротворення відбувається в закритій ємності, то між процесами паротворення й зворотного переходу пари в рідину може наступити рівновага. Пара в такому стані приймає максимальну щільність при даній температурі й тиску й називається насиченим. Отже, насичена пара - це пара, що перебуває в рівноважному стані з рідиною, з якої вона виходить. При зміні температури рідини рівновага порушується, що приводить до відповідної зміни щільності й тиску насиченої пари.

При випарі всієї рідини виходить суха насичена пара, яка не містить часток рідкої фази. Температура і об'єм сухої насиченої пари є функціями

тиску, тому її стан визначається лише одним параметром - тиском або температурою.

Насичена пара, що містить дрібні крапельки рідини, називається вологою насиченою парою.

Відношення маси сухого насиченої пари m_c , що утримується у вологій парі, до загальної маси (пара + рідина) вологої насиченої пари $m_c + m_p$ називається ступенем сухості пари (паровмістом) x , тобто

$$x = \frac{m_c}{m_c + m_p} = \frac{m_c}{m_g},$$

де $m_g = m_c + m_p$ – маса вологої пари; m_p – маса рідини у вологій парі.

Таким чином, ступінь сухості визначає частку сухого насиченої пари у вологій парі.

Масова частка рідини у вологій парі називається ступенем вологості пари й позначається $(1 - x)$.

Ступінь сухості x може мінятися в межах від нуля до одиниці. Наприклад, для киплячої рідини при температурі насичення (температурі кипіння при даному тиску) $x = 0$, а для сухого насиченої пари $x = 1$.

Якщо до сухої насиченої пари підводити теплоту, то температура її буде зростати і пара стане перегрітою. Різниця між температурою t_n перегрітої пари й температурою t_s сухої насиченої пари називається ступенем перегріву. Перегріта пара є ненасиченою. При даному тиску її щільність менше щільності сухої насиченої пари, а питомий об'єм більше. Чим вище ступінь перегріву, тим більше за своїми властивостями перегріта пара наближається до газу.

2.2. ТЕРМОДИНАМІЧНА ФАЗОВА pT – ДІАГРАМА. РІВНЯННЯ КЛАЙПЕРОНА-КЛАУЗІУСА

Речовина залежно від температури й тиску може перебувати у твердій, рідкій і газоподібній фазі.

Фазовим переходом називається процес, що супроводжується витратою теплоти й зміною об'єму, в якому відбувається зміна агрегатного стану речовини. Перехід з одного агрегатного стану в інший зручно розглядати на pT -діаграмі (рис. 2.1).

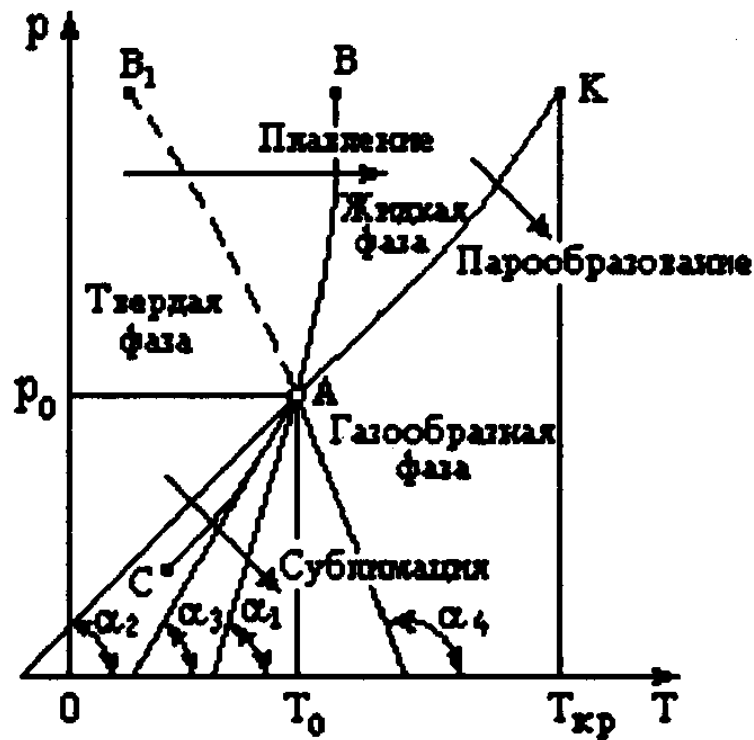


Рис. 2.1

Якщо як незалежний параметр взяти температуру, то на pT -діаграмі матимуть місце три характерні лінії:

$$p = f_1(T); \quad p = f_2(T); \quad p = f_3(T).$$

Ці лінії являють собою геометричне місце точок, в яких перебуває в рівноважному стані будь-яка пара з трьох агрегатних станів речовини.

Лінія $p = f_1(T)$ (лінія AK на рис. 2.1.) відповідає рівноважному стану рідкої і газоподібної (пароподібної) фаз. Цю лінію ще називають лінією випару (або за зворотним процесом - лінією конденсації). Лінія $p = f_2(T)$ (лінія AC) відповідає рівноважному стану твердої і газоподібної фаз. Це лінія сублимації (або за зворотним процесом - десублимації). На лінії $p = f_3(T)$ (лінія AB) перебувають у рівновазі тверда й рідка фази. Ця лінія називається лінією плавлення (або за зворотним процесом - затвердіння).

Перехід з одного агрегатного стану в інший при даній температурі буде відбуватися при строго певних тисках або при даному тиску при строго певних температурах. Якщо, наприклад, яка-небудь речовина перетворюється з рідкого стану в пароподібний при певному тиску, то її температура буде незмінною доти, поки вся рідина не перетвориться в пару. Аналогічні процеси будуть відбуватися й на лініях плавлення і сублімації.

Температура, при якій відбувається перехід речовини із твердого стану в рідкий, називається температурою плавлення (затвердіння). Кількість теплоти, що відбирається в цьому процесі, називається теплотою плавлення (при затвердінні ця ж теплота буде виділятися).

Температура переходу речовини з рідкого стану в газоподібний називається температурою кипіння (при даному тиску) або температурою конденсації у зворотному процесі. Кількість теплоти, що поглинається в цьому процесі, називається теплотою паротворення (при конденсації ця ж кількість теплоти буде виділятися).

Температура переходу речовини із твердого стану в газоподібний називається температурою сублімації, а кількість теплоти, підведеної в цьому процесі, називається теплотою сублімації. Зворотний перехід - десублімація буде супроводжуватися виділенням цієї ж кількості теплоти.

Крива, на якій залежно від температури й тиску відбувається перехід з рідкого стану в газоподібне, закінчується в точці *A*, називаної критичною точкою. У цій точці зникає фізичне розходження між рідким і газоподібним станами речовини. Обґрунтування наявності критичної точки найбільш наочно можна простежити на pV -діаграмі водяної пари (рис. 2.2.).

Збільшення тиску приводить до збільшення температури кипіння. При цьому об'єм V'' газоподібної фази зменшується, а об'єм рідкої фази V зростає. При деякому тиску ($p = p_{кр} = 22,12$ МПа - для води) ці два об'єми виявляються однаковими, що й спостерігається в критичній точці, якій відповідає певна для кожної речовини критична температура (для води $t_{кр} = 374,16^{\circ}\text{C}$, див.п. 6.3).

Отже, в критичній точці суха пара має таку ж щільність, що й кипляча вода й, таким чином, зникає розходження між рідкою і паровою фазами.

Всі три криві рівноважного стану різних фаз речовини перетинаються в деякій певній для кожної речовини точці, називаній потрійною точкою (точка A на рис. 2.1). У цій точці в термодинамічній рівновазі перебувають три різні фази речовини - тверда, рідка й газоподібна, тобто пропадає розходження між цими трьома фазами.

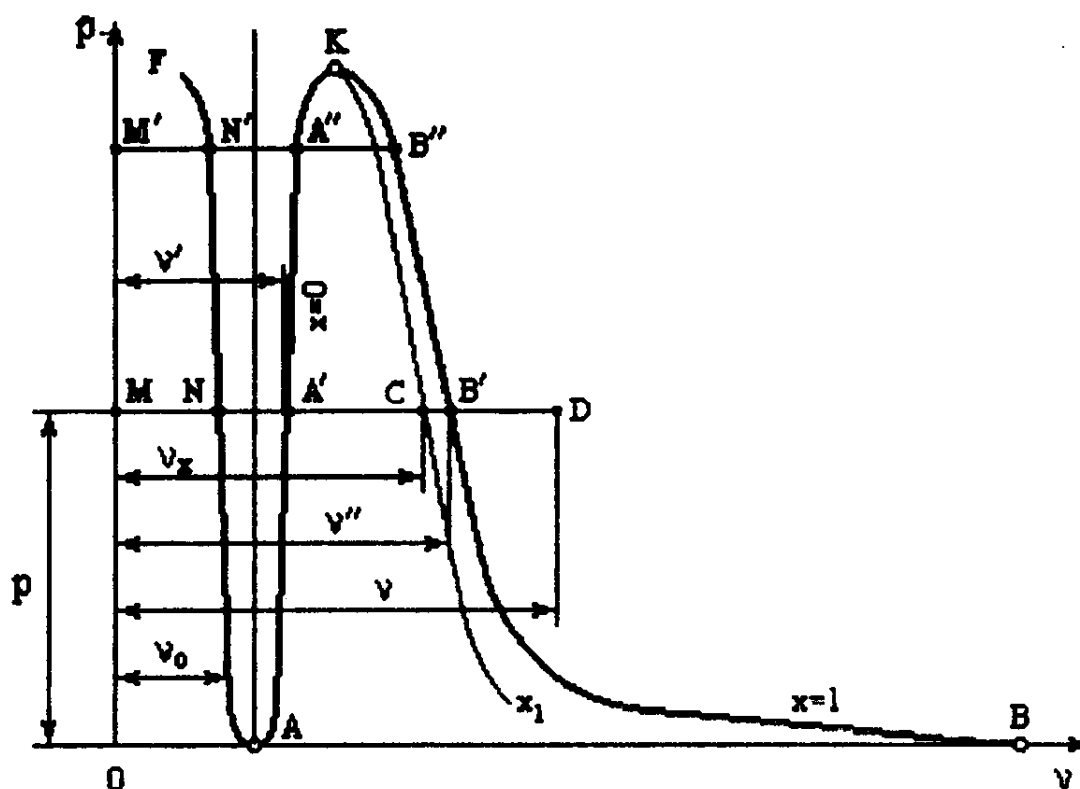


Рис. 2.2

Відзначимо деякі особливості фазових переходів. Теплоємність у процесі фазового переходу дорівнює нескінченності

$$c_p = \frac{dq}{dT} = \infty,$$

Оскільки $dq \neq 0$, $dT = 0$.

Коефіцієнти ізобарного (об'ємного) розширення α й ізотермічного стиску β рівні нескінченності

$$\alpha = \frac{1}{v_0} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right) = \infty; \quad \gamma = \frac{1}{v_0} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right) = \infty,$$

Оскільки $dv \neq 0$, $dT = 0$, $dp = 0$.

Значний інтерес представляє рівняння Клапейрона-Клаузіуса, що зв'язує термічні величини (температура, тиск, питомий об'єм) з калоричними (теплота фазового переходу). Це рівняння має вигляд

$$q = T(v'' - v') \frac{dp}{dT},$$

де q – теплота фазового переходу; v' – питомий об'єм рідини або твердого тіла; v'' – питомий об'єм пари; dp/dT – похідна від тиску по температурі, взята на кривій фазового переходу.

Рівняння Клапейрона-Клаузіуса може бути застосоване до всіх змін агрегатного стану речовин. У загальному вигляді воно характеризує зміну тиску фаз, що перебувають у рівновазі, від температури. Але фізичний зміст вхідних у це рівняння величин у кожному окремому випадку різний.

У випадку плавлення твердого тіла (крива AB на рис. 2.1) величини з рівняння Клапейрона-Клаузіуса матимуть наступний фізичний зміст: q – питома теплота плавлення; v' – питомий об'єм твердого тіла; v'' – питомий об'єм рідини. У випадку газоутворення (крива AK): q – питома теплота паротворення; v' – питомий об'єм киплячої рідини; v'' – питомий об'єм сухої насиченої пари. При сублімації (крива AC): q – питома теплота сублімації; v' – питомий об'єм твердого тіла; v'' – питомий об'єм сухої насиченої пари.

За допомогою рівняння Клапейрона - Клаузіуса можна встановити нахил ліній плавлення, випару й сублімації в потрібній точці. Запишемо це рівняння у вигляді

$$\frac{dp}{dT} = \frac{q}{T(v'' - v')}.$$

Оскільки величини q , T , $(v'' - v')$ для всіх речовин завжди позитивні (за винятком води через її аномальність), то

$$\frac{dp}{dT} = \operatorname{tg} \alpha > 0.$$

Звідси виходить, що кути нахилу $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ дотичних кривих AB, AK й AC у точці A к осі T будуть менше 90° (рис. 2.1).

Для води внаслідок її аномальності об'єм води в момент фазового переходу менше об'єму льоду $v'' - v' < 0$. Тому величина dp/d з рівняння Клайперона - Клаузіуса буде негативною і отже кут нахилу α_4 кривої плавлення льоду (крива AB_1) буде більше 90° .

Таким чином, для всіх нормальних рідин $(v'' - v') > 0$ і всі лінії фазових перетворень відхиляються вправо. Для води крива AB , рівноважного стану твердої й рідкої фаз з підвищенням тиску відхиляється у бік менших температур (вліво).

2.3. pV -ДІАГРАМА ВОДЯНОЇ ПАРИ

На рис. 2.2. представлена фазова pV -діаграма, що являє собою графік залежності питомого об'єму води й водяної пари від тиску (див.п. 1.1. 5).

Крива AF представляє залежність питомого об'єму води від тиску при температурі $t = 0^\circ\text{C}$, тобто це є ізотерма води при нульовій температурі. Область, між цією ізотермою і віссю ординат, є областю рівноважного співіснування рідкої і твердої фаз. Крива AF майже паралельна осі ординат, Оскільки вода практично нестислива рідина. Тому питомий об'єм v_0 води в процесі стиску змінюється значно.

При нагріванні води при деякому постійному тиску p питомий об'єм буде збільшуватися і при досягненні температури кипіння в точці A' питомий об'єм v' рідини стає максимальним. Зі збільшенням тиску температура кипіння зростає й питомий об'єм v' у точці A'' буде більше, ніж у точці A' .

Залежність питомого об'єму v' від тиску на pV -діаграмі зображується кривою AK , називаною прикордонною кривою рідини. Усюди на цієї кривій ступінь сухості $x = 0$.

Подальше підведення до рідини теплоти при незмінному тиску приводить до процесу паротворення (лінія $A'B'$), що закінчується в точці B' . Пара в цій точці буде сухою насиченою з питомим об'ємом v'' . Процес $A'B'$ є одночасно ізобарним й ізотермічним.

Залежність питомого об'єму v'' від тиску представлена кривою KB , що називається прикордонною кривою пари. На цієї кривій ступінь сухості $x = 1$.

Якщо в стані, що характеризується точкою B' (або B'' при більшому тиску), до пари підводити теплоту, то її температура й питомий об'єм будуть збільшуватися. Лінія $B'D$ представляє процес перегріву пари.

Таким чином, криві AK й KB ділять область діаграми на три частини. Ліворуч кривій AK розташована область рідини. Між кривими AK й KB розташована область двофазної системи, що включає пару й рідину (пароводяна суміш). Праворуч кривій KB і вище точки D_0 розташована область перегрітої пари.

Точка D_0 називається критичною точкою (див. п.1.1. 5 й 2.2). Параметри критичної точки для води: $t_k = 374,16^\circ\text{C}$; $p_k = 22,12 \text{ МПа}$; $v_k = 0,0032 \text{ м}^3/\text{кг}$; $i_k = 2095,2 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot ^\circ\text{K})$.

Точка A характеризує стан киплячої рідини в потрібній точці (див. п.2.2). Температура кипіння води в цій точці $t_0 = 0,001^\circ\text{C} \approx 0^\circ\text{C}$. Якщо в стані, що характеризується потрібною точкою, до рідини підводити теплоту, то процес кипіння буде відбуватися за ізобарою одночасно нульовою ізотермою, що при обраному масштабі зображення кривих практично збігається з віссю абсцис.

Між кривими $x = 0$ і $x = 1$ розташовані криві проміжних ступенів сухості. Всі вони виходять із точки K . Одна з таких кривих зі ступенем сухості $x = x_1$ наведена на рис. 6.2.

Питома кількість роботи $l = \int p dv$, отриманої в процесі або циклі, на $p-v$ діаграмі зображується відповідною площею під кривою процесу або усередині циклу (див. рис. 2,7а, 2,8а, 2,9а).

2.4. TS-ДІАГРАМА ВОДЯНОЇ ПАРИ

Процес нагрівання води від $0,01^\circ\text{C} = 273,16 \cdot ^\circ\text{K}$ до температури кипіння при тиску $p_x = \text{const}$ характеризується лінією AaA_1 . Лінія A_1U_1 є процесом паротворення й лінія B_1D_2 - процесом перегріву пари (рис. 2.3.). Якщо нанести

на Ts -діаграму ряд таких ізобарних процесів і з'єднати точки, в яких починається і закінчується процес кипіння, то одержимо дві прикордонні криві AK – крива початку кипіння ($x = 0$) і KB – крива закінчення кипіння (крива сухої пари $x = 1$), які сходяться у критичній точці K .

Точка A тут є потрібною точкою (див. п 2.2, 2.3) якій відповідає ізобара $P_0 = 0,611 \text{ кПа}$ й ізотерма $t_0 = 0,01^\circ\text{C} = 273,16^\circ\text{K}$.

Прикордонні криві AK й KB ділять область діаграми на три частини. Левіше кривої AK розташована область рідини між кривими AK і BK область вологої пари (пароводяної суміші). Правіше кривої KB і вище точки D_0 перебуває область перегрітої пари. Крива AK бере свій початок у потрібній точці A , розташованій на осі ординат, тобто вважається, що питома ентропія при температурі $273,16^\circ\text{C}$ близька до нуля. Ізобари нагрівання води AaA_1 , Aa_1A_2 до температури кипіння відповідно при тисках p_1 і p_2 дані як для нормальної рідини, тобто без урахування аномальності води, що має максимальну щільність при температурі $t = 4^\circ\text{C}$. Це допущення незначно впливає на точність при розрахунках. Тиску в потрібній точці $p = 0,611 \text{ кПа}$ відповідає ізобара AB .

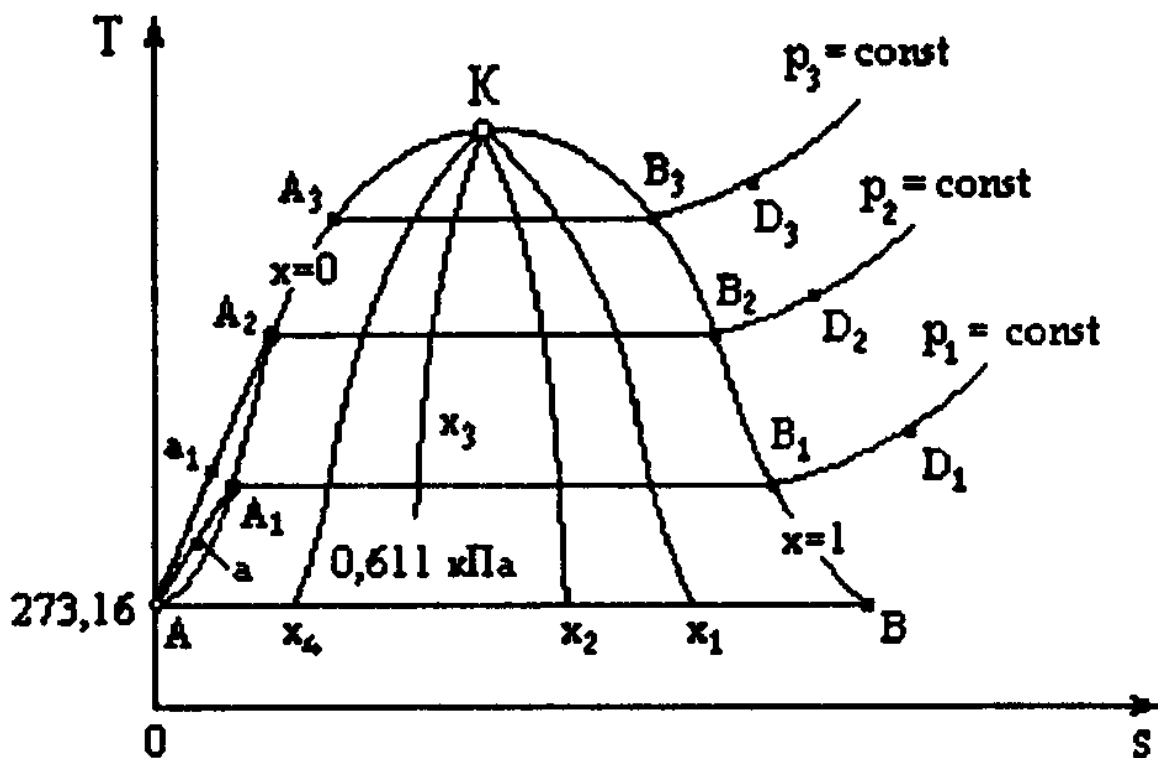


Рис. 2.3

Між кривими AK і KB нанесені криві проміжних ступенів осі x_1, x_2, x_3, x_4 .
Всі ці криві сходяться у критичній точці $\cdot^\circ K$, де зникає розходження між рідкою й паровою фазами, тобто суха пара й кипляча вода мають однакову щільність.

Питома кількість теплоти $q = \int Tds$, повідомлювана робочому тілу, на Ts -діаграмі зображується площею під кривою процесу (див. рис. 2.6,б, 2.7,б, 2.8,б).
Питома робота оборотного циклу $l = q_1 - q_2$ також може бути знайдена у вигляді площі циклу. Таким чином, за допомогою Ts -діаграми досить просто можна знайти термічний ККД $\eta_t = (q_1 - q_2)/q_1$ оборотного циклу.

Зручність Ts -діаграми в тому, що вона дозволяє простежити зміну температури робочого тіла й знаходити кількість теплоти, що бере участь у процесі. До незручностей діаграми варто віднести необхідність виміру відповідних площ. Ts -діаграма широко застосовується при дослідженні паросилових і холодильних установок, забезпечуючи найбільш наочне зображення процесів.

2.5. IS-ДІАГРАМА ВОДЯНОЇ ПАРИ

is -діаграма є найбільш зручною для розрахункових цілей. Це пов'язане з тим, що питомі кількості теплоти й роботи зображуються не площами, як це має місце в Ts - і pv -діаграмах, а відрізками ліній (рис. 2.4).

За початок координат в is -діаграмі прийнятий стан води в потрібній точці, де $s_0 = 0$ (допущення) $i_0 = 0$. По осі абсцис відкладається питома ентропія, а по осі ординат - питома ентальпія. На основі даних таблиць водяної пари на діаграму наносяться прикордонні криві рідини (AK) і пари (KB) (відповідно до нульової $x = 0$ й одиничної $x = 1$ ступеня сухості), що сходяться в критичній точці K . Прикордонна крива рідини виходить з початку координат.

Ізобари ($p = \text{const}$) в області вологої пари є прямими похилими лініями, що беруть початок на прикордонному кривому нульовому ступені сухості, до якої вони дотичні. У цій області ізобари й ізотерми збігаються, тобто вони

мають однаковий коефіцієнт нахилу до осі абсцис. Для будь-якої ізобари - ізотерми

$$tg\varphi = \left(\frac{di}{ds}\right)_p = \left(\frac{dq}{ds}\right)_p = \left(\frac{T_s ds}{ds}\right)_p = T_s,$$

де φ – кут нахилу ізобар до осі s , T_s – температура насичення, незмінна для даного тиску всюди між прикордонними кривими AK і KB .

В області перегрітої пари (правіше й вище кривої $x = 1$) ізобари мають вигляд кривих, які відхиляються нагору з опуклістю, спрямованою вниз. Ізотерми в цій області відхиляються вправо і їхня опуклість спрямована вгору. Ізобара AB_1 відповідає тиску в потрібній точці $p_0 = 0,000611$ МПа. Область діаграми, розташована нижче потрібної точки, характеризує різні стани суміші пари й льоду.

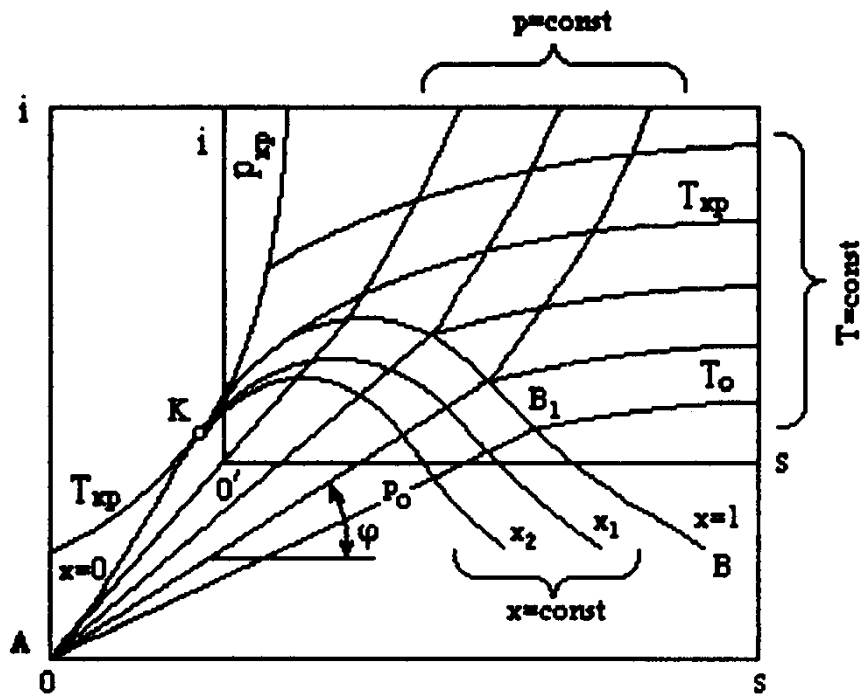


Рис. 2.4

Між кривими AK й KB наноситься сітка ліній постійного ступеня сухості ($x = \text{const}$) пари, що сходяться в критичній точці K .

Крім того, на діаграму наноситься сітка ізохор, що мають вид кривих, які піднімаються вгору (як в області вологої, так й в області перегрітої пари) більш круто, ніж ізобари. На *is-diagrami* рис. 2.3. ізохори не наведені.

У практичних розрахунках звичайно використовується лише область діаграми, розташована в правому верхньому куті. У зв'язку з цим, початок координат переноситься із точки 0 у точку 0', що дає можливість зображувати діаграму в більшому масштабі.

Діаграма *is* широко застосовується для розрахунку процесів з водяною парою. Загальний метод полягає в наступному.

1. За заданими початковими параметрами, характеристиці процесу й заданому кінцевому параметру в *is*-діаграмі перебуває графік процесу.

2. По початковій і кінцевій точках процесу перебувають всі основні параметри пари в цих точках.

3. Зміна внутрішньої енергії визначається за формулою

$$\Delta u = (u_2 - u_1) = (i_2 - p_2 v_2) - (i_1 - p_1 v_1).$$

4. Теплота процесу визначається за формулами:

а) процес $v = \text{const}$ $q = u_2 - u_1 = i_2 - i_1 - v(p_2 - p_1)$;

б) процес $p = \text{const}$ $q = i_2 - i_1$;

в) процес $T = \text{const}$ $q = T(s_2 - s_1)$;

г) процес $s = \text{const}$ $q = 0$.

5. Питома робота визначається з формули:

$$l = q - \Delta u.$$

Всі розглянуті вище діаграми в *pv*-, *Ts*- і *is* - координатах у відповідних масштабах будуються на основі таблиць параметрів, отриманих з дослідних і теоретичних даних. Найбільш точні таблиці для водяної пари розроблені в Московському енергетичному інституті під керівництвом проф. М.П.Вукаловича [9,16].

2.6. ОСНОВНІ ПАРАМЕТРИ ВОДИ Й ВОДЯНОЇ ПАРИ

Через практичну нестисливість води можна припустити, що питомий об'єм води при 0°C не залежить від тиску й дорівнює $v'_0 = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$. При температурі 0°C и відповідному тиску насичення $p = 0,000611 \text{ МПа}$ внутрішня енергія, ентальпія і ентропія умовно приймаються рівними нулю.

$$u'_0 = 0, \quad i'_0 = 0, \quad s'_0 = 0.$$

Кількість теплоти, що потрібна для нагрівання води від 0°C до температури кипіння при постійному тиску, визначається за формулою:

$$q' = c_p(t_s - t_0) \quad (2.1)$$

або при $t_0 = 0$

$$q' = c_p t_s,$$

де c_p – середня теплоємність води в інтервалі температур від 0°C до температури кипіння t , при даному тиску ($c_p = 4,1865 \text{ кДж}/(\text{кг}\cdot^\circ\text{K})$).

Перший закон термодинаміки для ізобарного процесу підігріву води має вигляд:

$$q' = u' - u'_0 + l', \quad (2.2)$$

де u' – внутрішня енергія води при температурі кипіння; $u'_0 = 0$; l' – робота розширення води при її нагріванні, знаходиться за формулою:

$$l' = p(v_1 - v'_0),$$

де v'_0 – питомий об'єм води при температурі 0°C ; v' – питомий об'єм при температурі кипіння. Оскільки питомий об'єм води при її нагріванні змінюється незначно (див. рис. 2.2), те можна прийняти $l' \approx 0$. Тоді з (2.2.) одержимо:

$$q' \approx u'.$$

Кількість теплоти, необхідне для нагрівання води до температури кипіння, може бути знайдене також за формулою:

$$q' = i' - i'_0,$$

або, оскільки $i'_0 = 0$

$$q' = i'$$

де i' – питома ентальпія води при температурі кипіння. На графіку рис. 2.5 i' визначається площею під кривою процесу 1-2.

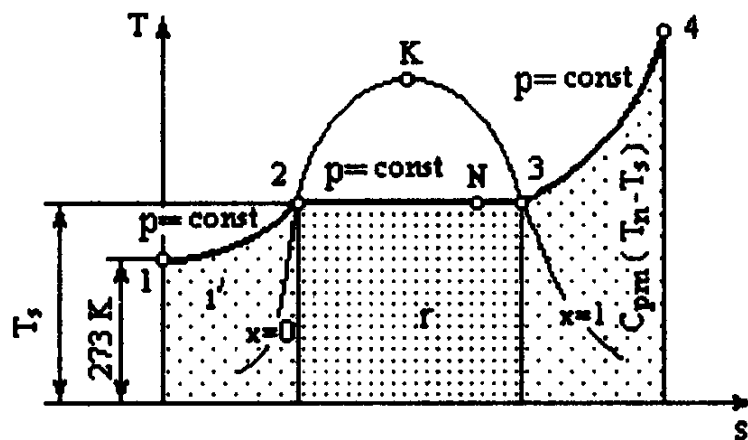


Рис. 2.5

Збільшення ентропії рідини при її нагріванні від 0°C до температури кипіння знаходиться за формулою

$$\Delta s = s' - s'_0 = s', \quad (2.3)$$

де $s'_0 = 0$; s' – ентропія води при температурі кипіння.

Відповідно до другого закону термодинаміки для оборотних процесів

$$ds = \frac{dq}{T}.$$

Оскільки $dq = c_p dT$, то

$$ds = c_p \frac{dT}{T},$$

де $c_p = 4,1865 \text{ кДж/(кгК)}$.

З огляду на (2.4), формула (2.3) буде

$$s' = \int_{273,16}^{T_s} c_p \frac{dT}{T} = c_p \ln \frac{T_s}{273,16} = 4,1865 \frac{T_s}{273,16}.$$

Кількість теплоти, затрачувана на перетворення в пару 1 кг води, нагрітої до температури кипіння, називається питомою теплотою паротворення і позначається r . Теплота паротворення залежить від температури й тиску і з їхнім зростанням він зменшується, обертаючись у нуль у критичній точці.

За першим законом термодинаміки:

$$r = u'' - u' + l'',$$

де u'' – внутрішня енергія сухої насиченої пари; $l'' = p(v'' - v')$ – робота розширення у процесі паротворення (робота проти зовнішніх сил).

Різниця енергій $u'' - u'$ називається внутрішньою теплотою паротворення. Таким чином, теплота паротворення затрачається на роботу проти внутрішніх і зовнішніх сил.

Оскільки процес паротворення йде при постійному тиску, то

$$r = i'' - i',$$

де i'' – ентальпія сухої насиченої пари.

Теплота паротворення r в Ts -координатах визначається площею під лінією процесу 2-3 (рис. 2.5).

Питома ентропія сухого насиченої пари визначається за формулою

$$s'' - s' = \frac{r}{T_s},$$

або

$$s'' = s' + \frac{r}{T_s}.$$

Якщо при паротворенні виходить волога пара зі ступенем сухості x , наприклад у точці N (рис. 2.5), його ентропія s_x буде

$$s_x - s' = \frac{rx}{T_s}$$

або

$$s_x = s' + \frac{rx}{T_s}.$$

Ступінь сухості вологої пари при даному тиску:

$$x = \frac{s_x - s'}{s'' - s'}.$$

Зв'язок між питомими об'ємами рідини й пари на лінії насичення (лінія AK , рис. 2.2) v' і v'' тиском насиченої пари p_s , температурою насичення T , і схованою питомою теплотою паротворення r установлюється рівнянням Клапейрона-Клаузіуса (див. п.2.2):

$$\frac{dp_s}{dT_s} = \frac{r}{T_s(v'' - v')}.$$

Питомий об'єм вологого насиченої пари при відомому ступені сухості знаходимо за формулою

$$v_x = (1 - x)v' + xv'' . \quad (2.5)$$

Оскільки питомий об'єм води v' малий у порівнянні з питомим об'ємом пари v'' , то при більших ступенях сухості ($x = 0,9$ і більше) і невисоких тисках першим членом у формулі (2.5) можна знехтувати. Тоді

$$v_x = xv'' .$$

Питома ентальпія вологого насиченої пари ($x < 1$) знаходиться за формулою

$$i_x = (1 - x)i' + xi'' = i' + x(i'' - i') .$$

З огляду на, що $r = i'' - i'$, остання формула буде

$$i_x = i' = rx,$$

де rx – теплота, що витрачається на перетворення киплячої води у вологу насичену пару зі ступенем сухості x ($p = \text{const}$).

Для перегрітої пари характерно те, що її температура вище температури насичення T_s (при $p_s = \text{const}$) і питомий об'єм його більше питомого об'єм у сухої насиченої пари.

Кількість теплоти, затрачувана для переведенням сухої насиченої пари ($p_s = \text{const}$) у перегріту з температурою T_n , називається теплотою перегріву, знаходиться за формулою

$$q_n = \int_{T_s}^{T_n} c_p dT,$$

або

$$q_n = c_{pm}(T_n - T_s),$$

де c_{pm} – середня масова ізобарна теплоємність перегрітої пари. Величина q_n в T_s – діаграмі визначається площею під кривій 3-4 (рис. 2.5). Формула для ентальпії перегрітої пари:

$$i_n = i'' + q_n = i' + r + c_{pm}(T_n - T_s)$$

Ця величина називається повною теплотою перегрітої пари.

Теплоту перегріву q_n можна також знайти за першим законом термодинаміки:

$$q_n = u_n - u'' + l,$$

де $u_n - u''$ – зміна внутрішньої енергії у процесі перегріву; $l = p(v_n - v'')$ – робота розширення в ізобарному процесі розширення пари.

Зміна ентропії в процесі перегріву пари:

$$s_n - s'' = \int_{T_s}^{T_n} \frac{dq_n}{T} = \int_{T_s}^{T_n} \frac{c_p dT}{T} = c_{pm} \ln \frac{T_n}{T_s}.$$

Звідси, з огляду на, те що

$$s'' = s' + \frac{r}{T_s} = 4,1865 \ln \frac{T_s}{273,16} + \frac{r}{T_s},$$

одержимо

$$s_n = 4,1865 \ln \frac{T_s}{273,16} + \frac{r}{T_s} + c_{pm} \ln \frac{T_n}{T_s}.$$

Всі розглянуті вище параметри вологої, сухої насиченої і перегрітої пар залежно від температури й тиску наводяться у спеціальних таблицях водяної пари.

2.7. ПРОЦЕСИ ЗМІНИ СТАНУ ВОДЯНОЇ ПАРИ НА PV-, TS-, IS-ДІАГРАМАХ

Для аналізу роботи паросилових установок важливе значення мають ізохорний, ізобарний, ізотермічний і адіабатний процеси.

Ізохорний процес ($v = \text{const}$) в pv -, Ts - і is - діаграмах представлений на рис. 2.6.

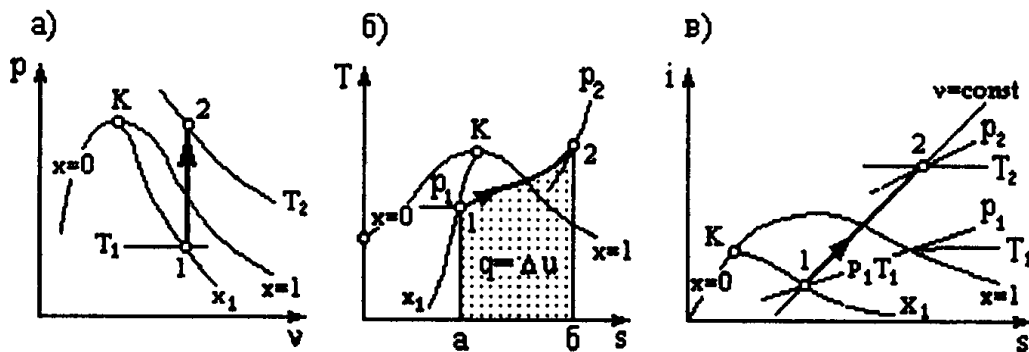


Рис. 2.6

На pv - діаграмі ізохорний процес зображується відрізком прямої, паралельної осі ординат (рис. 2.6,а). На Ts - діаграмі процес зображується кривою лінією, що спрямована опуклістю вгору в області вологої пари й униз - в області перегрітої пари (рис. 2.6,б). В is - діаграмі ізохора є кривою лінією з опуклістю вниз (рис. 2.6,в).

В ізохорному процесі зовнішня робота дорівнює нулю, і вся теплота, підведена до робочого тіла, витрачається на зміну внутрішньої енергії, тобто

$$dq = du,$$

або

$$q = \int_1^2 du = u_2 - u_1.$$

Оскільки $i = u + pv$, те

$$q = i_2 - i_1 - v(p_2 - p_1). \quad (2.6)$$

Всі необхідні параметри для розрахунку кількості теплоти за формулою (2.6) можуть бути знайдені за допомогою is - діаграми (рис. 2.6,в). Для цього варто знайти тільки положення початкової й кінцевої точок процесу (точки 1 й 2) і визначити всі величини, що входять у формулу (2.6).

Кількість теплоти, передана робочому тілу в ізохорному процесі, визначається площею під кривою процесу в Ts - діаграмі (рис. 2.6б).

Ізобарний процес ($p = \text{const}$) в pv -, Ts -, і is - діаграмах представлений на рис. 2.7.

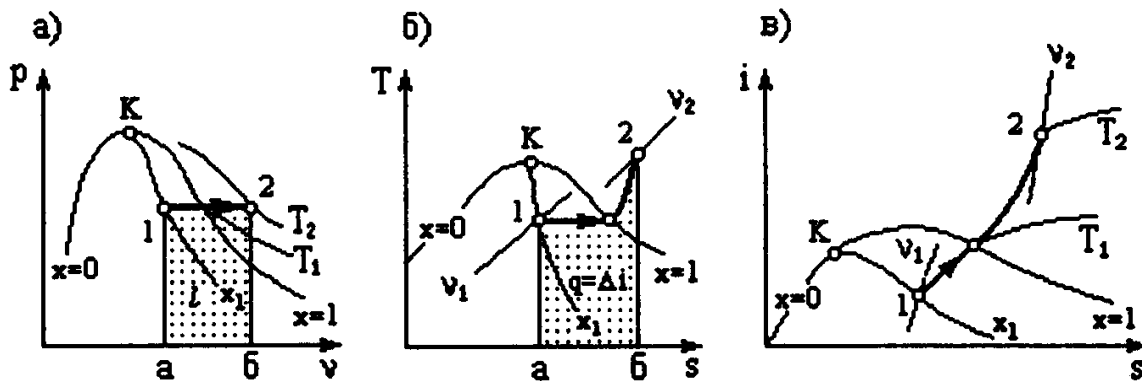


Рис. 2.7

У pv - діаграмі він зображується лінією, паралельною осі абсцис (рис. 2.7,а), в Ts - діаграмі - горизонтальною прямою в області вологої пари й кривій, що має опуклість униз, - в області перегрітої пари (рис. 2.7,б). В is - діаграмі ізобарний процес представляється прямою лінією в області насиченої пари й кривою з опуклістю вниз - в області перегрітої пари.

Робота в ізобарному процесі визначається за формулою

$$L = p(v_2 - v_1) = q - \Delta u$$

і чисельно дорівнює площі під лінією процесу pv - діаграмі (рис. 2.7,а).

Підведена питома кількість теплоти визначається за формулою

$$q = i_2 - i_1$$

і чисельно дорівнює площі під кривою ізобарного процесу в Ts - діаграмі (рис. 2.7,б).

Зміна внутрішньої енергії в ізобарному процесі знаходимо у вигляді

$$\Delta u = u_2 - u_1 = i_2 - i_1 - p(v_2 - v_1).$$

Ізотермічний процес ($T = \text{const}$) в pv -, Ts -, і is - діаграмах представлений на рис. 2.8. У pv - діаграмі ізотерма в області вологої пари йде паралельно осі абсцис (збігаючись з ізобарою), а в області перегрітої пари зображується кривою з опуклістю вниз (рис. 2.8,а). У Ts - діаграмі ізотерма представляється лінією, паралельної осі абсцис (рис. 2.8,б). В is - діаграмі в області вологої пари ізотерма має вигляд прямої лінії, що збігається з ізобарою і перетинає криві постійних ступенів сухості x , а в області перегрітої пари зображується кривою з опуклістю, спрямованою вгору.

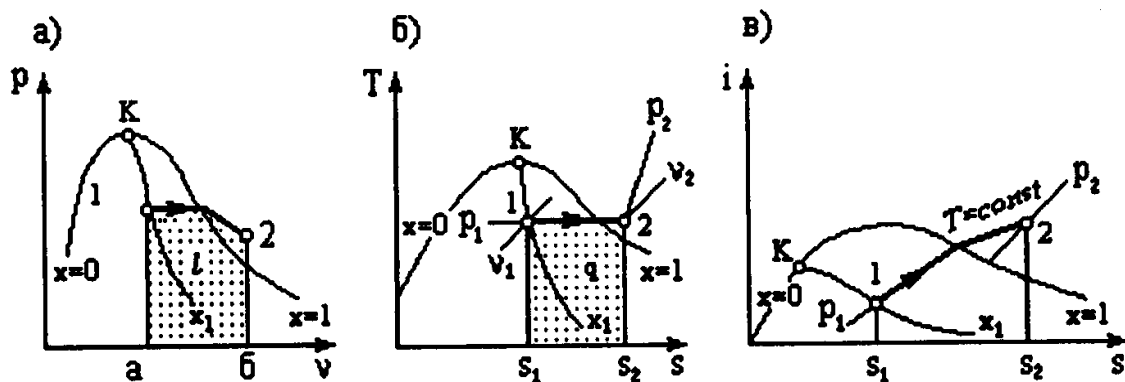


Рис. 2.8

Робота в ізотермічному процесі визначається за формулою $l = q - \Delta u$

і чисельно дорівнює площі під кривою процесу в pv - діаграмі (рис. 2.8,а).

Підведена в процесі питома кількість теплоти:

$$q = T(s_2 - s_1)$$

визначається площею під кривою процесу в Ts -діаграмі (рис. 2.8,б).

Зміна внутрішньої енергії:

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (i_2 - p_2 v_2) - (i_1 - p_1 v_1),$$

де всі необхідні параметри можуть бути знайдені на pv -, Ts -, і is -діаграмах.

Адіабатний процес ($dq = 0$) в pv -, Ts -, і is -діаграмах представлений на рис. 2.9. В pv -діаграмі він має вигляд кривої лінії з опуклістю, спрямованою вниз (рис. 2.9а). У Ts -, і is -діаграмах адіабатний процес зображується лінією, паралельно осі ординат (рис. 2.9,б, 2.9,в).

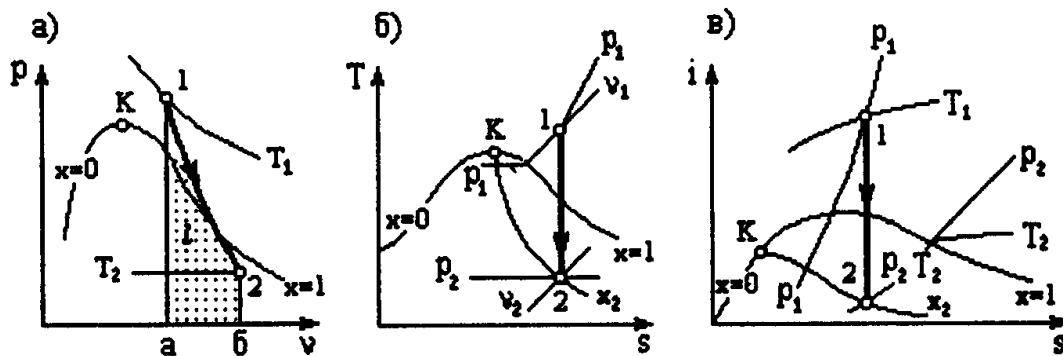


Рис. 2.9

Питома робота й зміна внутрішньої енергії в адіабатному процесі знаходяться за співвідношеннями

$$l = u_2 - u_1 = (i_2 - p_1 v_1) - (i_1 - p_2 v_2);$$

$$\Delta u = (i_2 - p_2 v_2) - (i_1 - p_1 v_1).$$

2.8. ВОЛОГЕ ПОВІТРЯ, АБСОЛЮТНА ВОЛОГІСТЬ, ВОЛОГОВМІСТ І ВІДНОСНА ВОЛОГІСТЬ ПОВІТРЯ

В атмосферному повітрі завжди є волога у вигляді водяної пари. Суміш сухого повітря з водяною парою називається вологим повітрям. Водяної пар у повітрі може бути в насиченому або перегрітому стані. Відповідно до цього вологе повітря буває:

1) насиченим вологим повітрям - суміш сухого повітря з насиченою водяною парою;

2) ненасиченим вологим повітрям - суміш сухого повітря з перегрітою водяною парю.

Температура, до якої потрібно остудити ненасичене вологе повітря, щоб воно стало насиченим, називається температурою точки роси. При подальшому охолодженні вологого повітря відбувається конденсація пари.

Розрахунок процесів з вологим повітрям проводиться за умови, що кількість сухого повітря не змінюється і дорівнює $M_g = \text{const} = 1 \text{ кг}$. Змінною величиною є тільки кількість пари, що утримується в суміші. Тому всі питомі величини, що характеризують вологе повітря, відносяться до 1 кг сухого повітря, а не до 1 кг суміші.

Тиск вологого повітря визначається у вигляді суми парціальних тисків повітря й водяної пари

$$p = p_g + p_n.$$

Абсолютною вологістю називається маса пари, що міститься в 1 м^3 вологого повітря. Оскільки вологе повітря являє газову суміш, то об'єм пари в суміші дорівнює об'єму всієї суміші. Отже, абсолютна вологість може бути виражена через щільність пари ρ_n в суміші при парціальному тиску p_n

$$\rho_m = \frac{M_n}{V_n} = \frac{M_n}{V_{cm}},$$

де M_n – маса пари.

Для знаходження стану вологого повітря в частині його насиченості вологою користуються поняттям вологовмісту. Під вологовмістом d розуміється величина відношення маси пари, що утримується у вологому повітрі, до маси сухого повітря:

$$d = \frac{M_n}{M_g} = \frac{\rho_n}{\rho_g} \text{ [кг/кг] або [г/кг]}.$$

Виведемо формулу для визначення вологовмісту через парціальний тиск пари p_n і тиск вологого повітря p . Для цього скористаємося рівняннями стану для сухого повітря й водяної пари, що утримуються в $V \text{ м}^3$ вологого повітря.

$$p_g V = M_g R_g T;$$

$$p_n V = M_n R_n T.$$

Розділивши почленно перше рівняння на друге, одержимо

$$\frac{p_e}{p_n} = \frac{M_e R_e}{M_n R_n} = \frac{287,04 M_e}{461,6 M_n} = \frac{0,622}{d}.$$

З огляду на, що $p_e = p - p_n$, знаходимо

$$d = 0,622 \frac{p_n}{p - p_n}. \quad (a)$$

Якщо парціальний тиск водяної пари дорівнює тиску насичення $p_n = p'_n$, то

$$d' = 0,622 \frac{p'_n}{p - p'_n},$$

де d' - максимальний вологовміст, тобто максимальна кількість пари, що може перебувати в 1 кг сухого повітря.

Крім абсолютної вологості користуються ще поняттям відносної вологості. Під відотною вологістю φ розуміють відношення дійсної абсолютної вологості ненасиченого повітря до максимально можливої абсолютної вологості повітря при тій же температурі

$$\varphi = \frac{\rho_n}{\rho_{\max}}.$$

Відносна вологість змінюється в межах від $\varphi = 0$ (сухе повітря) до $\varphi = 1$ (повітря, насичений вологою).

З рівняння Клапейрона $p_n = R_n \rho_n T$, $p_{\max} = R_n \rho_{\max} T$ виходить, що

$$\varphi = \frac{p_n}{p_{\max}}. \quad (б)$$

Таким чином, якщо вологе повітря вважати ідеальним газом, те відносна вологість дорівнює відношенню парціального тиску водяної пари в ньому до максимально можливого тиску водяної пари при однаковій температурі суміші.

З рівнянь (а) і (б) випливає

$$\varphi = \frac{d}{0,622 + d} \cdot \frac{p_n}{p_{\max}}.$$

Звідси можна стверджувати, що при $p = p_{\max}$ відносна вологість залежить тільки від вологовмісту d .

Відносна вологість і вологовміст вологого повітря можуть бути визначені за допомогою приладу, названого психрометром. Він складається з двох термометрів - сухого й мокрого. Кулька ртуті мокрого термометра покрита шаром тканини, що змочується водою безупинно. Якщо вологе повітря, що оточує термометри, буде ненасиченим, то з поверхні матерії мокрого термометра буде випаровуватися вода, і він покаже більше низьку температуру, ніж сухий термометр. Справа в тому, що мокрий термометр показує температуру t_m випаровуваної води, а сухий – температуру вологого повітря t_c . Знаючи різницю $t_c - t_m$, за спеціальними психрометричними таблицями або за $i-d$ -діаграмою вологого повітря, що буде розглянута нижче, можна визначити ряд характеристик вологого повітря (відносну вологість, вологовміст, крапку роси та ін.).

2.9. ТЕПЛОЄМНІСТЬ І ЕНТАЛЬПІЯ ВОЛОГОГО ПОВІТРЯ

Ізобарну теплоємність звичайно відносять до 1 кг сухого повітря або до $(1+d)$ кг вологого повітря. Вона дорівнює сумі теплоємностей 1 кг сухого повітря і d кг пари

$$c_p = c_{pv} + c_{pn}d,$$

де c_{pv} – питома ізобарна теплоємність сухого повітря; c_{pn} – питома ізобарна теплоємність водяної пари.

Можна прийняти $c_{pv} \approx \text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{K}) = \text{const}$; $c_{pn} = 1,96 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{K})$. Тоді

$$c_p = 1 + 1,96d.$$

Ентальпія вологого повітря визначається як ентальпія газової суміші, що складається з 1 кг сухого повітря і d кг водяної пари:

$$I = i_g + i_n d,$$

де $i_g = c_{pg}t \approx t$ – ентальпія сухого повітря; $i_n = c_{p\text{вод}}t_n + r + c_{pn}(t - t_n)$ – ентальпія водяної пари, що перебуває у вологому повітрі в перегрітому стані; t – температура вологого повітря; r – прихована теплота паротворення; $c_{p\text{вод}} = 4,19$ кДж/(кг·К) – питома ізобарна теплоємність води; t_n – температура насичення при парціальному тиску пари в суміші; t – температура вологого повітря.

З огляду на, що для $0 \leq t_n \leq 100^\circ\text{C}$ $r \approx 2500 - 2,3t_n$ кДж/(кг·К);

$$i_n = 4,19t_n + 2500 - 2,3t_n + 1,96(t - t_n) = 2500 + 1,96t,$$

одержимо $I = t + (2500 + 1,96t)d$.

2.10. ID – ДІАГРАМА ВОЛОГОГО ПОВІТРЯ

Параметри вологого повітря можна визначити графічно, користуючись *id*-діаграмою вологого повітря, запропонованою Л. К. Рамзіним в 1918 р. (рис. 2.10).

На цій діаграмі вертикальні лінії – лінії вологовмісту d (г/кг); лінії, нахилені до вертикальних ліній під кутом 45° , є лініями постійних ентальпій. Крім того, на діаграмі є лінії постійних температур вологого повітря, криві відносної вологості ϕ повітря, крива парціальних тисків $p_n = f(d)$. Діаграма звичайно будується для якого-небудь середнього барометричного тиску.

За *id*-діаграмою, знаючи температуру t й відносну вологість ϕ , можна визначити ентальпію i , вологовміст d і парціальний тиск p_n . За температурами сухого й мокрого термометрів можна визначити температуру точки роси, тобто температуру, при якій повітря насичене водяною парою ($\phi = 100\%$).

Процес нагрівання вологого повітря на *id*-діаграмі зображується вертикальною прямою лінією (лінія *AB*) при $d = \text{const}$. Процес охолодження також протікає при $d = \text{const}$ і зображується вертикальною прямою (лінія *MO*). Цей процес справедливий тільки для стану повного насичення ($\phi = 100\%$). При подальшому охолодженні повітря буде пересичений вологою і буде випадати у вигляді роси.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Як виглядає $p\nu$ -діаграма водяної пари?
2. Що називається насиченою парою?
3. Що називається вологою парою?
4. Що називається перегрітою парою й ступенем перегріву?
5. Що таке нижні й верхня прикордонні криві?
6. Що називається ступенем сухості й ступенем вологості вологої пари?
7. Що таке критична точка? Які параметри пари в критичній точці для водяної пари?
8. Як зв'язана ентальпія перегрітої пари з ентальпією води, що перебуває при температурі кипіння, прихованою теплотою паротворення і теплотою перегріву?
9. За якою формулою визначається ентальпія вологої пари?
10. Як виглядає теплова діаграма Ts для водяної пари?
11. Як виглядає теплова діаграма is для водяної пари?
12. У чому полягає графічний метод розрахунку процесів з водяною парою за допомогою діаграми is ?

ЗАДАЧІ

Задача 1. Визначити параметри вологої насиченої водяної пари при тиску 2,0 МПа й ступеня сухості $x=0,8$.

Вирішення. За таблицею водяної пари або по is -діаграмі знаходимо параметри киплячої води й сухої насиченої пари при 2,0 МПа: $t_n=212,37^\circ\text{C}$; $r = 1890,7$ кДж/кг; $\nu' = 0,0011768$ м³/кг; $\nu'' = 0,09961$ м³/кг; $i' = 908,6$ кДж/кг; $i''=2799,2$ кДж/кг; $s' = 2,4471$ кДж/(кг·К); $s'' = 6,3411$ кДж/(кг·К).

За цим даними визначаємо параметри вологої пари:

$$\nu_x = \nu'(1-x) + \nu''x = 0,0011768 \cdot 0,1 + 0,9961 \cdot 0,8 = 0,0798 \text{ м}^3/\text{кг};$$

$$i_x = i' + rx = 908,6 + 1890,7 \cdot 0,8 = 2421,2 \text{ кДж/кг};$$

$$\rho_x = \frac{1}{\nu_x} = \frac{1}{0,0798} = 12,53 \text{ кг/м}^3;$$

$$s_x = s' + \frac{rx}{T_H} = 2,4471 + \left(\frac{1890,7 \cdot 0,8}{485,52} \right) = 5,562 \text{ кДж/(кг} \cdot ^\circ\text{K)}.$$

Задача 2. Визначити стан пари, якщо дано:

- 1) $p = 2,0$ МПа й $\nu = 0,08$ м³/кг; 2) $p = 1,0$ МПа й $t = 220^\circ\text{C}$.

Вирішення. 1. При $p = 2,0$ МПа об'єм сухої пари дорівнює $v'' = 0,09961$ м³/кг, тому пара з питомим об'ємом $v = 0,15$ м³/кг буде вологим зі ступенем сухості

$$x \approx \frac{v}{v''} = \frac{0,08}{0,09961} = 0,803.$$

2. При $p = 1,0$ МПа температура насиченої пари дорівнює $t_n = 179,88^\circ\text{C}$. Оскільки температура пари при $t = 220^\circ\text{C}$ вище температури насичення, то мабуть, пара буде перегрітою.

Задача 3. Визначити стан водяної пари при тиску 1,3 МПа, якщо на її одержання з води з температурою 0°C було витрачено 2000 кДж/кг теплоти.

Вирішення. Оскільки ентальпія сухої пари при тиску 1,4 МПа дорівнює $t'' = 2789,7$ кДж/кг (уважаючи, що при 0°C $i_0 = 0$), ентальпію отриманої пари вважаємо рівною $i = 2000$ кДж/кг. Ця пара волога, Оскільки $t'' > 2000$ кДж/кг.

Ступінь сухості визначаємо з рівняння $i_x = v + rx$, використовуючи табл. 11 додатку (див. [13], с. 453):

$$x = \frac{i_x - i'}{r} = \frac{2000 - 830}{1959,7} = 0,597.$$

Задача 4. Визначити масу й ентальпію $0,6$ м³ вологої пари зі ступенем вологості 15% і тиском 2,0 МПа.

Вирішення. Питомий об'єм пари $v_x \approx v''x = 0,09961 \cdot (1 - 0,15) = 0,0847$ м³/кг.

Маса пари

$$m = \frac{V}{v_x} = \frac{0,6}{0,0847} = 7,08 \text{ кг.}$$

Ентальпія пари

$$I_x = m(i' + rx) = 7,08 \cdot (908,6 + 1890,7 \cdot 0,85) = 17811 \text{ кДж.}$$

Задача 5. Визначити витрату кількості теплоти в пароперегрівнику на 1 кг пари, якщо параметри при вході: $p_1 = 6,0$ МПа й $x_1 = 0,8$; при виході: $p_2 = 6,0$ МПа й $t = 400^\circ\text{C}$.

Вирішення. Питома ентальпія вологої пари

$$i_x = i' + rx = 1213,9 + 1570,5 \cdot 0,8 = 2470,3 \text{ кДж/кг;}$$

Витрата питомої кількості теплоти в пароперегрівнику

$$q = i - i_x = 3178,6 - 2470,3 = 708,3 \text{ кДж/кг.}$$

Питомий об'єм вологої пари

$$v_x \approx v''x = 0,03243 \cdot 0,8 = 0,0259 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

2.11. ГАЗОВІ СУМІШІ

У техніці часто доводиться мати справу з газоподібними речовинами, що представляють механічну суміш окремих газів, яка за своїми властивостями, яка наближається до ідеальних газів. Наприклад, атмосферне повітря являє собою газову суміш, що включає азот, кисень, вуглекислий газ, водяні пари та ряд інших газів. Визначення параметрів необхідне для вирішення багатьох практичних завдань.

Газовою сумішшю називається суміш окремих газів, що хімічно не реагують між собою, тобто кожен газ у суміші повністю зберігає свої властивості й займає весь об'єм суміші. Тиск, який створюють молекули кожного окремого газу суміші, за умови, що цей газ перебуває один у тій же кількості в тому обсязі й при тій же температурі, що й у суміші, називається парціальним (частковим) тиском.

Будемо вважати, що кожен окремий газ суміші підкоряється рівнянню (1.7), тобто є ідеальним газом. Тому параметри газової суміші так само можуть бути обчислені за рівнянням Клапейрона:

$$pV = mRT,$$

де всі величини в цьому рівнянні відносяться до суміші газів.

Відповідно до закону Дальтона загальний тиск суміші ідеальних газів дорівнює сумі парціальних тисків газів, що входять у суміш:

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_n = \sum_{i=1}^n p_i,$$

де p – тиск суміші; $p_1 + p_2 + \dots + p_n$ – парціальні тиски окремих газів суміші.

Газова суміш може бути задана масовими, об'ємними й молярними частками.

Масова частка - відношення маси кожного окремого газу до сумарної маси суміші:

$$g_1 = \frac{m_1}{m}; \quad g_2 = \frac{m_2}{m}; \dots; \quad g_n = \frac{m_n}{m},$$

де g_1, g_2, \dots, g_n – масові частки окремих газів; m – сумарна маса всієї суміші

$$m = m_1 + m_2 + \dots + m_n = \sum_{i=1}^n m_i.$$

Сума масових часток дорівнює одиниці: $g_1 + g_2 + \dots + g_n = \sum_{i=1}^n g_i = 1$.

Об'ємна частка - відношення парціального (наведеного) об'єму у кожного газу до загального об'єму суміші:

$$r_1 = \frac{V_1}{V}; \quad r_2 = \frac{V_2}{V}; \quad r_n = \frac{V_n}{V},$$

де r_1, r_2, \dots, r_n – об'ємні частки; V_1, V_2, \dots, V_n – парціальні об'єми кожного газу; V – об'єм суміші газів.

Парціальний об'єм - це об'єм, який займав би газ, якби його тиск і температура дорівнювали параметрам суміші газів.

Парціальний об'єм кожного газу при постійній температурі знаходимо за законом Бойля-Маріотта

$$V_1 = \frac{p_1 V}{p}; \quad V_2 = \frac{p_2 V}{p}; \quad \dots \quad V_n = \frac{p_n V}{p}.$$

Склавши ці рівняння почленно, одержимо, що сума парціальних об'ємів дорівнює об'єму суміші (закон Амага) $V_1 + V_2 + \dots + V_n = \sum_{i=1}^n V_i = V$.

Якщо скласти об'ємні частки, то одержимо $r_1 + r_2 + \dots + r_n = \sum_{i=1}^n r_i = 1$.

Із закону Бойля-Маріотта (при постійній температурі) виходить $p_i / p = V_i / V$.

Звідси $p_i V = p V_i$ або $p_i = p V_i / V = r_i p$.

Остання формула дозволяє визначати парціальні тиски компонентів суміші, якщо відомий її об'ємний склад.

Задання суміші молярними частками полягає в наступному. Спочатку знаходимо кількість молів кожного компонента суміші за співвідношеннями

$$M_1 = \frac{m_1}{\mu_1}; \quad M_2 = \frac{m_2}{\mu_2}; \quad \dots \quad M_n = \frac{m_n}{\mu_n},$$

де M_1, M_2, \dots, M_n – кількість молів кожного компонента; $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_n$ – молекулярна вага відповідних компонентів суміші.

Звідси вся газова суміш буде містити M молей:

$$M = M_1 + M_2 + \dots + M_n = \sum_{i=1}^n M_i.$$

Мольні частки v_i ($i = 1, 2, 3, \dots, n$) знаходимо у вигляді відношення

$$y_1 = \frac{M_1}{M}; \quad y_2 = \frac{M_2}{M}; \dots; y_n = \frac{M_n}{M}.$$

Очевидно, що $y_1 + y_2 + \dots + y_n = \sum_{i=1}^n y_i = 1.$

Оскільки $M = m / \mu$, то молекулярна вага суміші μ буде визначатися за формулою

$$\mu = \frac{m}{M} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i}{\sum_{i=1}^n M_i}.$$

Отримане значення називається середнім уявним значенням молекулярної ваги суміші. Знання молекулярної ваги дозволяє за формулою (1.9а) $R = 8,3143 / \mu$ знаходити газову постійну суміші R (нижче буде наведена формула для визначення μ за відомою R).

За законом Авогадро мольні об'єм і різних газів при однакових тисках і температурах рівні (у рівних об'ємах різних газів міститься однакова кількість молекул). Звідси для i -го газу суміші справедливе співвідношення $V_i = V_\mu M_i$, де V_μ – об'єм, займаний одним молем газу. Для всієї суміші одержимо

$V = V_\mu M$. Звідси $\frac{V_i}{V} = \frac{M_i}{M}$ або $y_i = r_i$.

Отже, мольні й об'ємні частки чисельно рівні між собою. Виведемо формулу для визначення молекулярної ваги суміші за її об'ємним складом. З попередніх для i -го компонента можна записати

$$m_i = \mu_i M_i \quad \text{або для всієї суміші} \quad m = \mu M.$$

Звідси $\mu M = \sum_{i=1}^n \mu_i M_i$, або $\mu = \sum_{i=1}^n \mu_i \frac{M_i}{M}.$

З огляду на, що $\frac{M_i}{M} = r_i$, одержимо $\mu = \sum_{i=1}^n r_i \mu_i.$

Заміняючи в останньому рівнянні молекулярні ваги їхньою щільністю (на підставі закону Авогадро), одержимо $\rho = \sum_{i=1}^n r_i \rho_i$, оскільки $\frac{\mu}{\rho} = \frac{\mu_1}{\rho_1} = \dots = \frac{\mu_n}{\rho_n}.$

У випадку, коли газова суміш задана масовим складом, то з рівняння стану $p_i V = m_i R_i T$. Звідси $p_i = m_i R_i \frac{T}{V}.$

Для тиску всієї суміші одержимо формулу $p_i = \sum_{i=1}^n m_i R_i \frac{T}{V}$, а

$$\frac{pV}{T} = \sum_{i=1}^n m_i R_i.$$

З огляду на, що $p = mRT$, одержимо $R = \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{m} R_i$.

За відомою газовою постійною сумішою, використовуючи формулу (1.9а), можна знайти молекулярну вагу суміші.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Як вивести рівняння енергії газового потоку? Що таке робота проштовхування?
2. Що таке розташовувана робота, як вона зображується на діаграмі pv ?
3. Які канали називаються соплами?
4. Які канали називаються дифузорами?
5. Яку форму повинен мати канал, щоб забезпечити сопловий або дифузорний рух газу при дозвукових і надзвукових швидкостях?
6. Що називається критичним відношенням тисків і критичною швидкістю?
7. Який фізичний зміст критичної швидкості?
8. За якими формулами знаходять критичне відношення тисків і критичну швидкість?
9. Що таке комбіноване сопло Лаваля і для чого воно застосовується?
10. Як за допомогою діаграми is ведеться розрахунок витікання реальних газів і пару?
11. Як розраховується дійсний процес витікання газу за допомогою діаграми is ?
12. Що називається адіабатним дроселюванням рідини або газу й в яких випадках на практиці воно має місце?
13. Як виводиться рівняння процесу дроселювання, що воно дозволяє визначити?
14. Що називається дросельним ефектом, для чого він використовується на практиці?
15. Які способи задання газової суміші Ви знаєте?
16. За якими формулами розраховують газові суміші?
17. Які існують основні способи змішання газів?

ЗАДАЧІ

Задача 1. Визначити площі мінімального й вихідного перерізів комбінованого сопла газової турбіни при таких вихідних даних: тиск газів на виході із сопла $p_2 = 1,1 \cdot 10^5$ Па; температура газів на вході в сопло $T_1 = 1300^\circ \text{ К}$; тиск газів на вході в сопло $p_1 = 9,0 \cdot 10^5$ Па. Масова витрата газів $G = 0,6$ кг/с. Витікання вважати адіабатним при $k = 1,35$. Тертя в каналі й вхідній швидкості не враховуються. Продукти згоряння мають властивості повітря [13].

Вирішення. Швидкість газів у критичному перерізі сопла буде

$$w_k = \sqrt{2 \cdot \left(\frac{k}{k+1} \cdot p_1 v_1 \right)} = \sqrt{2 \cdot \left(\frac{k}{k+1} \cdot RT_1 \right)} = \sqrt{2 \cdot \left(\frac{1,35}{1,35+1} \cdot 287 \cdot 1300 \right)} = 654,7 \text{ м/с.}$$

Площа критичного перерізу сопла (мінімальна) знаходиться за формулою

$$a_{\min} = \frac{G v_k}{w_k} = \frac{0,6 \cdot 1,02}{654,7} = 0,000605 \text{ м}^2 = 605 \text{ мм}^2.$$

$$v_k = \frac{v_1}{\beta_k^{1/k}} = \frac{0,414}{0,537^{1,35}} = 0,66 \text{ м}^3/\text{кг}; \quad v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \cdot 1300}{9,0 \cdot 10^5} = 0,414 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Діаметр критичного перерізу сопла $d_k = \sqrt{\frac{a_{\min}}{0,785}} = \sqrt{\frac{605}{0,785}} = 27,8 \text{ мм}.$

Довжину частини, що звужується, сопла прийемо рівної діаметру критичного перетину (з конструктивних міркувань $l_1 = 28$ мм. Швидкість газів у вихідному перерізі сопла

$$w_b = \sqrt{2 \cdot \left(\frac{k}{k+1} \right) \cdot p_1 v_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}} = \sqrt{2 \cdot \left(\frac{k}{k+1} \right) \cdot RT_1 \left(1 - \beta^{\frac{k-1}{k}} \right)} = 1100 \text{ м/с}.$$

Площа вихідного перерізу сопла буде $a_b = \frac{G v_2}{w_b} = \frac{0,6 \cdot 1,97}{1100} = 0,00107 \text{ м}^2 = 1070 \text{ мм}^2,$

де $v_k = \frac{v_1}{\beta^{1/k}} = \frac{0,414}{0,122^{1,35}} = 1,97 \text{ м}^3/\text{кг}.$ Діаметр вихідного перерізу сопла

$$D = \sqrt{\frac{a_b}{0,785}} = \sqrt{\frac{1070}{0,785}} = 36,9 \text{ мм.}$$

Довжина частини, що розширюється, сопла знаходиться за рівнянням $l_2 = \frac{D - d_k}{2 \tan \frac{\Omega}{2}}.$ Якщо кут конусності насадки Ω

прийняти рівним 10° , то $l_2 = \frac{36,9 - 27,8}{0,17498} = 52 \text{ мм}.$

ЗМ 3. ЦИКЛИ КОМПРЕСОРНИХ МАШИН

3.1.КОМПРЕСОРИ

Компресори призначені для стискання і переміщення газів. Вони знайшли широке застосування в техніці, як одним з основних агрегатів у газотурбінних, а також у деяких поршневих двигунах.

За способом стиску газу компресори підрозділяються на дві групи. До першої групи належать об'ємні компресори (поршнєві, ротаційні та ін.), а до другої - відцентрові (турбінні). Незважаючи на конструктивні розходження, термодинаміка процесів, що протікають в обох групах компресорів, однакова. Тому для аналізу процесів, що протікають у машинах для стискання газів, нижче буде розглянута робота поршневого компресора, як найбільш простого за конструкцією.

Компресор складається (рис. 3.1) з циліндра 1, поршня 2, всмоктувального клапана 3 і нагнітального клапана 4. Робочий процес відбувається за два ходи поршня або за один оберт колінчастого вала. При русі поршня вправо через відкритий всмоктувальний клапан газ надходить у циліндр. При зворотному русі поршня (вліво) всмоктувальний клапан закривається і відбувається стиск газу до певного тиску, при якому відкривається нагнітальний клапан і відбувається нагнітання газу в резервуар.

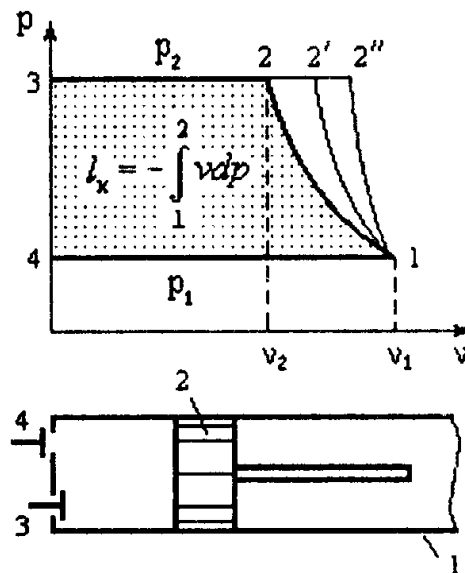


Рис. 3.1

Компресор називається ідеальним, якщо стиснутий у циліндрі газ повністю, без залишку, виштовхується поршнем, відсутні втрати енергії в 1 нах;

відсутні витоки й перетікання газу через нещільності; відсутні сили тертя поршня по циліндру.

Теоретична індикаторна діаграма ідеального поршневого контора показана на рис. 3.1. На діаграмі лінія 4-1 - називається лінією усмоктування; 1-2 - процес стиску за ізотермою; 1-2'' - процес стиску за адіабатою; 1-2' - політропний процес стиску; 2-3 - лінія нагнітання. 3-4 - умовна лінія, що замикає цикл. Слід зазначити, що лінії всмоктування 4-1 і нагнітання 2-3 не зображують термодинамічні процеси, Оскільки стан робочого тіла тут не міняється, а міняється лише його кількість.

Термодинамічний розрахунок компресора виконують з метою визначення роботи, затрачуваної на стиск, що, у свою чергу, дає можливість визначити потужність приводного двигуна.

Питома робота l , затрачувана на одержання стиснутого газу за умови оборотності всіх процесів і відсутності збільшення кінетичної енергії газу,

визначається за формулою $l_k = p_1 v_1 - p_2 v_2 + \int_1^2 p dv$, де $p_1 v_1$ - робота всмоктування (затрачується зовнішнім середовищем при заповненні циліндра);

$p_2 v_2$ - робота нагнітання (затрачується на витиснення газу із циліндра); $\int_1^2 p dv$ -

робота, витрачена на стиск газу. Оскільки $p_1 v_1 - p_2 v_2 = \int_1^2 p dv = \int_1^2 (-p dv - v dp)$,

то $l_k = \int_1^2 (-p dv - v dp + p dv) = -\int_1^2 p dv$.

Оскільки, що робота l_k на одержання стиснутого газу витрачується, вона має негативний знак. Ця робота називається технічною роботою компресора. Робота компресора l_k на діаграмі в $p v$ -координатах зображується площею 12"341 (робота ізотермічного стиску).

Робота, витрачена на привод ідеального компресора при ізотермічному стиску, визначається за формулою

$$l_{из}^k = -RT \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (3.1)$$

При адіабатному стиску робота на привод компресора буде

$$l_{ad}^{\kappa} = -\frac{k}{k-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]. \quad (3.2)$$

Ця робота чисельно дорівнює площі 12"341. Робота на привод компресора при адіабатному стиску може бути також записана у вигляді формули $l_{ad}^{\kappa} = -(p_2 v_2 - p_1 v_1) - (u_2 - u_1) = -(u_2 - p_2 v_2) + (u_1 + p_1 v_1) = i_1 - i_2$, де $u_2 - u_1 = l_{ad}$. робота адіабатного стиску.

У разі стиску за політропою формулою для визначення роботи на привод ідеального компресора буде

$$l_n^{\kappa} = -\frac{n}{n-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \quad (3.3)$$

Робота на привод компресора при політропному стиску чисельно дорівнює площі 12"341.

Таким чином, стиск за ізотермою дає найменшу площу й, отже, найменшу витрату роботи. Найбільша витрата роботи виходить при адіабатному стиску.

Для того щоб процес стискання газу наблизити до ізотермічного, треба від нього в процесі стиску відводити теплоту. З цією метою в стінках циліндра компресора робляться порожнини, через які протискується охолоджена рідина.

Дійсна індикаторна діаграма одноступінчастого компресора подана на рис. 3.2.

На цій діаграмі процес усмоктування зображується лінією 4-1, стискування - 1-2, нагнітання - 2-3. Лінія 3-4 характеризує процес розширення газу, що залишився в шкідливому просторі. Шкідливим простором називається деякий вільний об'єм V_0 між поршнем і кришкою циліндра в момент знаходження поршня в крайньому верхньому положенні. Його об'єм становить 4-10 % від робочого об'єму V_h циліндра. Після нагнітання газ, що залишився в шкідливому просторі, має тиск нагнітання p_2 . При зворотному русі поршня відбувається розширення газу, що залишився у шкідливому просторі. Усмоктування нової порції газу починається тільки тоді, коли тиск газу, що розширюється в циліндрі, стане менше тиску усмоктування p_1 (навколишнього середовища). При цьому усмоктування починається тільки в точці 4 й у циліндр надійде нова порція газу $V = V_h - V_0$, об'єм якого менше робочого об'єму V_h .

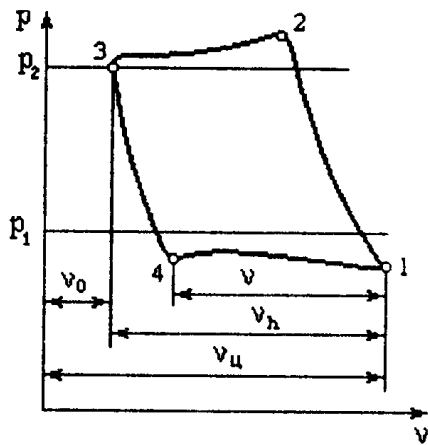


Рис. 3.2

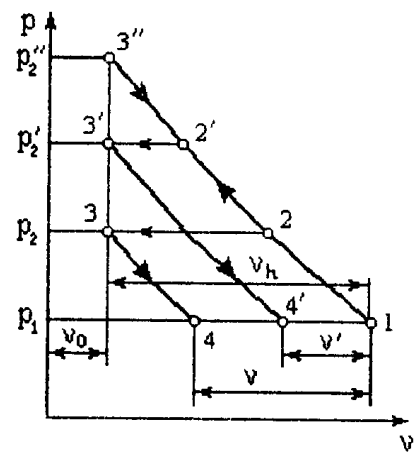


Рис. 3.3

Таким чином, відмінність дійсної індикаторної діаграми одноступінчастого компресора від теоретичної (рис. 3.1) полягає в наявності шкідливого простору в реальному компресорі, а також наявності втрат на дроселювання у всмоктувальних і нагнітальних клапанах. Внаслідок цього всмоктування нової порції газу в циліндр відбувається при тиску меншому p_1 , а нагнітання - при тиску, більшому тиску p_2 у нагнітальному трубопроводі.

Шкідливий простір зменшує кількість усмоктуваного газу й, отже, зменшує продуктивність компресора. Ступінь використання робочого об'єму у циліндра оцінюється об'ємним ККД компресора $\lambda_v = \frac{V}{V_h}$.

Об'ємний ККД зменшується зі збільшенням об'єму у шкідливого простору, Оскільки в цьому разі зменшується об'єм усмоктуваного в циліндр газу й при деякій величині V λ_v може стати рівним нулю.

Об'ємний ККД зменшується також і з підвищенням тиску стиску. На графіку рис. 3.3 подана діаграма стиску газу в одноступінчастому компресорі для трьох різних тисків p_2, p'_2, p''_2 . У цій діаграмі процес 1-2 - адіабатний процес стисання до тиску p_2 ; 2-3 - лінія нагнітання газу в резервуар при тиску p_2 ; 3-4 - адіабатний процес розширення газу, що залишився в шкідливому просторі; 4-1 - лінія усмоктування газу. Об'єм газу, що надходить у циліндр, у цьому випадку буде дорівнює V .

Якщо тиск стиснення підвищити до тиску p'_2 , то в цьому разі будемо мати наступні процеси: 1 - 2' - процес стиску; 2' - 3' - нагнітання газу в резервуар; 3' - 4' - розширення газу, що залишився у шкідливому просторі; 4' - 1 - усмоктування нової порції газу в циліндр компресора. Можна помітити, що зі збільшенням

тиску стиску об'єм газу, що надходить у циліндр, зменшується ($V' < V$). Це пов'язано з тим, що газ, який залишився в циліндрі при більшому тиску, при розширенні займає більший об'єм. У результаті робочий об'єм циліндра зменшується.

І в межі, коли лінія стиску 1 - 3" перетинає лінію шкідливого простору (лінія 3 - 3"), компресор буде стискати й розширювати ту саму порцію газу, Оскільки буде відсутній процес усмоктування. Це пов'язане з тим, що газ, який залишився у шкідливому просторі при тиску p_2'' , у результаті розширення (процес 3"-1) займає весь об'єм циліндра й усмоктування нової порції газу не відбувається. Об'ємний ККД у цьому разі дорівнює нулю, продуктивність компресора також дорівнює нулю.

Із збільшенням тиску зростає температура стиснутого газу, в тому числі й температура газу, що залишився у шкідливому просторі. Підвищується також і температура стінок циліндра. При усмоктуванні нової порції газу відбувається його нагрівання від стінок циліндра й від перемішування з нагрітим газом, що залишився у шкідливому просторі. Це нагрівання супроводжується збільшенням питомого об'єму газу, всмоктуваного в циліндр, що супроводжується зменшенням маси газу, що надходить вступника в циліндр газу. Це зменшення маси оцінюється відношенням T_1'/T_1 , де T_1' – температура всмоктуваного газу; T_1 – температура газу, нагрітого в циліндрі в результаті всмоктування.

Сумарне зменшення продуктивності компресора через нагрівання газу й впливу шкідливого простору оцінюється коефіцієнтом наповнення

$$\eta_{\text{нап}} = \lambda_v \left(\frac{T_1'}{T_1} \right).$$

Теоретична робота, витрачена на привод компресора з урахуванням впливу шкідливого простору, чисельно дорівнює площі 12"341 (при стиску до тиску p_1 , див. рис. 3.3).

Зменшення об'ємного ККД λ_v із ростом p_2/p_1 і погіршення при цьому умов змащення через зростання температури газу роблять одноступінчастий (одноциліндровий) компресор непридатним для одержання газу високого тиску.

Звичайно одноступінчастий компресор застосовують при ступенях підвищення тиску не більше 10 - 12. Для одержання газу високого тиску

застосовують багатоступінчастий стиск у трьох, чотирьох і т.д. циліндрах, послідовно з'єднаних між собою. При переході газу з одного циліндра в наступний застосовується проміжне охолодження газу, що дозволяє поліпшити умови змащення компресора й одержати економію електроенергії за рахунок наближення процесу стиску до ізотермічного, при якому робота компресора l_{κ} виявляється найменшою (див. п.3.2).

3.1.1. Цикли компресорних машин

В енергетиці під ККД звичайно розуміють відношення корисно використаної енергії до всієї витраченої. Чим вище відсоток корисно використаної енергії із усієї її витраченої кількості, тим вище ККД. У випадку компресорних машин таке визначення ККД виявляється неприйнятним. Тому для оцінки ступеня досконалості реальних компресорних машин їх порівнюють із ідеальними. При цьому для охолоджуваних компресорів вводиться ізотермічний ККД $\eta_{из} = \frac{l_{из}}{l_{\partial}} = \frac{N_{из}}{N_{\partial}}$, де $l_{из}$ – робота на привод ідеального компресора при ізотермічному стиску; l_{∂} – дійсна робота на привод реального охолоджуваного компресора; $N_{из} = ml_{из}$, N_{∂} – відповідні потужності приводних двигунів; m – масова продуктивність компресора.

При витраті газу G кг/з витрачена робота визначається за формулою

$$L_{из} = Gl_{из} = GRT_1 \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Звідси потужність приводного двигуна у ватах (Вт) буде

$$N_{из} = L_{из} = GRT_1 \ln \frac{p_2}{p_1}$$

Для неохолоджуваних машин вводиться адіабатичний ККД

$$\eta_{ад} = \frac{l_{ад}}{l_{\partial}} = \frac{N_{ад}}{N_{\partial}},$$

де $l_{ад}$ – робота на привод ідеального компресора при адіабатичному стиску.

Значення $\eta_{из}$ й $\eta_{ад}$ для різних типів компресорів встановлюють із заводських випробувань і вказуються в довідниках.

Потужність двигуна для привода компресора при ізотермічному стиску буде визначається за формулою $N_{\partial} = \frac{N_{из}}{\eta_{из}} = \frac{ml_{из}}{\eta_{из}}.$

Адіабатний й ізотермічний процеси стиску можуть розглядатися лише як теоретичні. У реальному компресорі процес стиску відбувається за політропою. Формула для визначення ефективної потужності в політропному процесі стиску з урахуванням втрат на тертя, впливу шкідливого простору, а також зменшення подачі через нагрівання газу має вигляд $N_e = \frac{ml_n}{\eta_n \eta_M \eta_{\text{нап}}}$, де l_n – робота на привод компресора при політропному стиску; η_n – ККД компресора при політропному стиску; η_M – механічний ККД, що враховує втрати на тертя.

Робота l_n визначається за формулою (3.3), де показник політропи n знаходиться, як правило, за параметрами газу на початку й в кінці процесу стиску.

3.1.2. Багатоступінчастий процесор

Для одержання газів високого тиску застосовують багатоступінчасті компресори. У них стиск газу здійснюється політропно в декількох послідовно з'єднаних циліндрах із проміжним охолодженням газу після стиску в кожному циліндрі.

Принципова схема багатоступінчастого компресора, що складається із трьох рівнів, представлена на рис. 3.4.

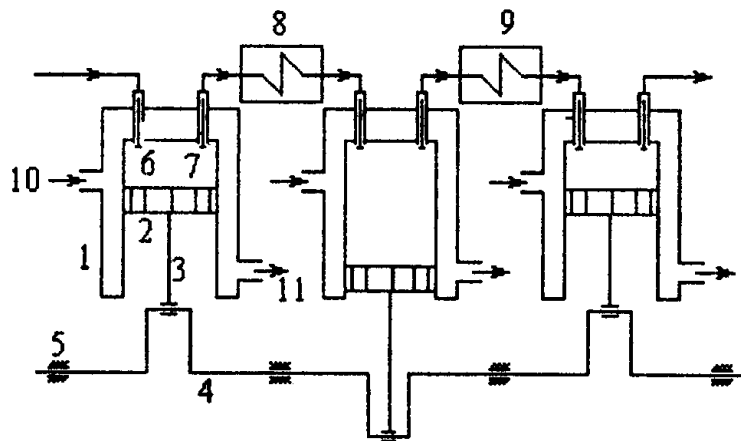


Рис. 3.4

Тут: 1 - циліндр; 2 - поршень; 3 - шатун; 4 - колінчастий вал; 5 - підшипник; 6 - всмоктувальний клапан; 7 - нагнітальний клапан; 8, 9 - проміжні охолоджувачі. У напрямку стрілок 10, 11 здійснюється вхід і вихід охолодної води.

Принцип роботи багатоступінчастого компресора полягає в наступному. Через клапан 6 першого рівня відбувається усмоктування газу. Після стискання

газ через охолоджувач 8 направляється в другий щабель компресора. Причому всмоктування газу в другому рівні відбувається при тиску стиску в першому рівні. Усмоктування газу в третьому рівні виконується через проміжний охолоджувач 9 при тиску стисканням в другому рівні. Через нагнітальний клапан третього рівня здійснюється нагнітання газу в резервуар.

Діаграма процесів стиску в триступінчастому компресорі в p - v -координатах представлена на рис. 3.5. Розглянемо процеси циклу: 0-1 - лінія усмоктування газу в першому рівні компресора (не є термодинамічним процесом, Оскільки відбувається лише переміщення газу без зміни його термодинамічних параметрів); 1-2 - політропний процес стиску в першому рівні; 2-а - лінія нагнітання газу в проміжний охолоджувач 8; а-3 - лінія всмоктування в другому рівні компресора; 3-4 - політропний процес стиску в другому рівні; 4- b - лінія нагнітання в проміжний охолоджувач 9; b -5 - лінія усмоктування в третьому рівні компресора; 5-6 - політропний процес стиску в третьому рівні; 6-3 - лінія нагнітання газу в резервуар.

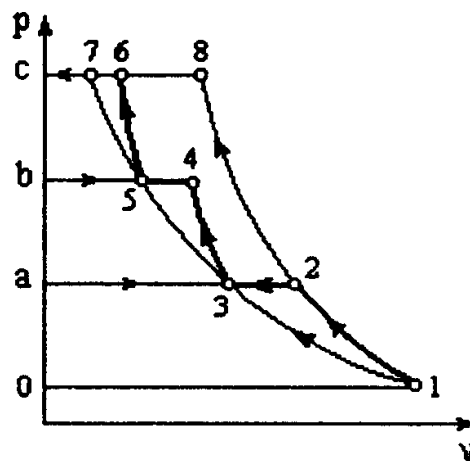


Рис. 3.5

Відрізки 2-3 й 4-5 зображують зменшення об'єму газу в процесі при постійному тиску від охолодження в охолоджувачах 8 і 9. Охолодження виконується до однієї температури, рівній температурі всмоктування газу в першому рівні T_1 . Тому температури в точках 1, 3, 5 будуть однаковими, і через них можна провести ізотерму 1-7.

Відношення тисків для кожного рівня звичайно приймається однаковим і рівним деякій величині x .

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_4}{p_3} = \frac{p_6}{p_5} = x.$$

У разі рівності початкових температур і показників політропи кінцеві температури також будуть рівні, тобто $T_2 = T_4 = T_6$. Звідси треба, що

$$\frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{p_4}{p_3} \cdot \frac{p_6}{p_5} = x^3.$$

Оскільки $p_2 = p_3$ і $p_4 = p_5$, то $x = \sqrt[3]{\frac{p_6}{p_1}}.$

При z -рівнях компресора для величини x одержимо формулу $x = \sqrt[z]{\frac{p_{2z}}{p_1}}.$

Східчастий стиск з проміжним охолодженням наближає робочий процес компресора до найбільш економічного ізотермічного стиску, чим більше число рівнів стиску, тим більше процес стиску буде наближатися до ізотермічного процесу. При рівності температур газу на вході в кожен рівень і рівності відношення тисків витрати роботи на стиск у всіх рівнях будуть однаковими

$$l_1 = l_2 = l_3,$$

де
$$l_1 = -\frac{n}{n-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]; \quad l_2 = -\frac{n}{n-1} RT_3 \left[\left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right];$$

$$l_3 = -\frac{n}{n-1} RT_5 \left[\left(\frac{p_6}{p_5} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right].$$

Звідси $l_k = K \cdot l_1$, або при z -рівнях $l_k = z l_1$.

Робота на привод триступінчастого компресора при політропному стиску у всіх рівнях в p - v -координатах може бути визначена площею фігури 0-1-2-3-4-5-6-С-0.

Якщо процес політропного стиску до тиску p_6 робити в одноступінчастому компресорі, то витрачена на це робота буде дорівнювати площі фігури 0-1-8-С-0. Звідси економія роботи буде чисельно дорівнює площі 2-3-4-5-6-8-2.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що таке ідеальний поршневий компресор, яка його індикаторна діаграма, як розраховується його робота?
2. Як виглядає дійсна індикаторна діаграма компресора? Що таке шкідливий простір і чому він "шкідливе"?

3. Як за допомогою діаграми $p-v$ показати, що з підвищенням тиску в компресорі при наявності шкідливого простору продуктивність його зменшується?
4. Чому одноступінчастий компресор виявляється не придатний для одержання газу дуже високих тисків?
5. Які основні причини необхідності застосування багатоступінчастого стиску?
6. Як виглядає принципова схема й індикаторна діаграма багатоступінчастого компресора $p-v$ -координатах?
7. Які ККД вводяться для оцінки ефективності роботи компресорів за якими формулами підбирається потужність привода до компресорів?

3.2. ЦИКЛИ ПОРШНЕВИХ ДВИГУНІВ ВНУТРІШНЬОГО ЗГОРЯННЯ

Короткі історичні відомості. Першим, хто вказав на можливість створення двигунів внутрішнього згоряння, є Саді Карно. Ідеї, висловлені ним у роботі «Міркування про рушійну силу вогню», надалі були повністю реалізовані.

В 1860 р. Француз Ленуар побудував двигун внутрішнього згоряння (ДВЗ), який працював на газі. Але він не одержав великого поширення через те, що мав низький ККД (не вище, ніж ККД парових машин). У 1862 р. французький інженер Бо-де-Роша запатентував двигун, принципи створення якого збігалися з ідеями Карно. Ці принципи були здійснені німецьким інженером Отто у створеному ним в 1877 р. бензиновому двигуні.

У 1897 р. німецьким інженером Дизелем був розроблений двигун високого стиску, який працював на гасі. Розпилення гасу здійснювалося повітрям високого тиску, одержуваним від компресора.

У 1904 р. російський інженер Г.В.Трінклер побудував безкомпресорний двигун зі змішаним згорянням палива - спочатку при постійному обсязгу, а потім при постійному тиску. Такий двигун одержав у наш час велике поширення.

3.2.1. Класифікація ДВЗ

Сучасні двигуни внутрішнього згоряння підрозділяються на три основні групи:

1. Двигуни, в яких використовується цикл з підведенням тепла при постійному обсязі $v = \text{const}$ (цикл Отто).

2. Двигуни, в яких використовується цикл з підведенням тепла при постійному тиску $p = \text{const}$ (цикл Дизеля).

3. Двигуни, в яких використається змішаний цикл з підведенням тепла як при $v = \text{const}$, так і при $p = \text{const}$ (цикл Трінклера).

При дослідженні ідеальних термодинамічних циклів поршневих двигунів внутрішнього згоряння до числа обумовлених величин ввідносяться: кількість підведеної і відведеної теплоти, основні параметри стану в характерних точках циклу, термічний ККД циклу.

3.2.2. Цикли ДВЗ із підведенням теплоти при постійному обсязі

Дослідження роботи реального поршневого двигуна доцільно робити за так називаною індикаторною діаграмою (знятою за допомогою спеціального приладу - індикатора). Індикаторна діаграма двигуна, що працює зі згорянням палива при постійному обсязі, подана на рис. 3.6.

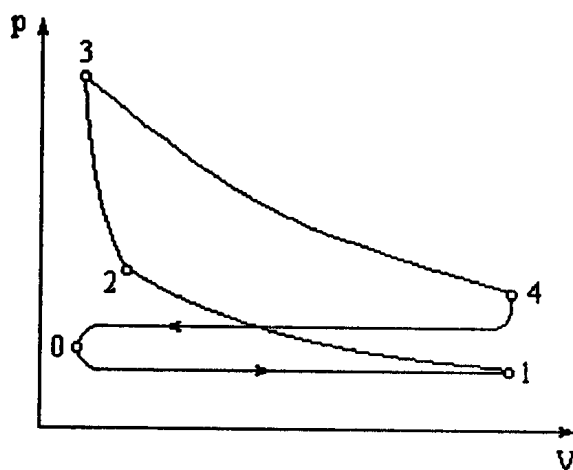


Рис. 3.6

При руху поршня від верхньої мертвої точки до нижньої відбувається усмоктування горючої суміші (лінія 0-1). Ця лінія не є термодинамічним процесом, Оскільки основні параметри при всмоктуванні не змінюються, а змінюються тільки маса й об'єм суміші в циліндрі. Кривою 1-2 (лінія стиску) зображується процес стиску (поршень рухається від нижньої мертвої точки до верхньої). У точці 2 від електричної іскри відбувається миттєве запалення горючої суміші (при постійному обсязі). Цей процес зображується кривою 2-3. У ході цього процесу температура й тиск різко зростають. Процес розширення продуктів згоряння на індикаторній діаграмі зображується кривою 3-4, називаною лінією розширення. У точці 4 відбувається відкриття вихлопного клапана і тиск у циліндрі зменшується до зовнішнього тиску. При подальшому

русі поршня (від нижньої мертвої точки до верхнього) через вихлопний клапан відбувається видалення продуктів згоряння із циліндра при тиску трохи більшому тиску навколишнього середовища. Цей процес на діаграмі зображується кривою 4-0 і називається лінією вихлопу.

У цьому разі робочий процес відбувається за чотири ходи поршня (такту). Колінчастий вал робить за цей час два оберти. У зв'язку з цим розглянуті двигуни називаються чотиритактними.

З аналізу роботи реального двигуна видно, що робочий процес не є замкнутим у ньому присутні всі ознаки необоротних процесів: тертя, теплообмін при кінцевій різниці температур, кінцеві швидкості поршня та інші.

Оскільки в термодинаміці досліджуються тільки ідеальні оборотні цикли, то для дослідження циклу ДВЗ приймемо наступні допущення: робоче тіло - ідеальний газ з постійною теплоємністю; кількість робочого тіла постійно; між робочим тілом і джерелами теплоти має місце нескінченно мала різниця температур; підведення теплоти до робочого тіла виконується не за рахунок спалювання палива, а від зовнішніх джерел теплоти. Те ж саме справедливо й для відводу теплоти.

Прийняті допущення приводять до вивчення ідеальних термодинамічних циклів ДВЗ, що дозволяє робити порівняння різних двигунів і визначати фактори, що впливають на їх ККД. Діаграма, побудована з урахуванням зазначених вище допущень, буде вже не індикаторною діаграмою двигуна, а *pv-діаграмою* його циклу.

Розглянемо ідеальний термодинамічний цикл ДВЗ із ізохорним підведенням теплоти. Цикл в *pv-координатах* представлений на рис. 3.7.

Ідеальний газ із початковими параметрами p_1, v_1, T_1 стискується за адіабатою 1-2. В ізохорному процесі 2-3 робочому тілу від зовнішнього джерела теплоти передається кількість теплоти q_1 . В адіабатному процесі 3-4 робоче тіло розширюється до первісного об'єму $v_4 = v_1$. В ізохорному процесі 4-1 робоче тіло повертається у вихідний стан з відводом від нього теплоти q_2 у теплоприймач.

Характеристиками циклу є: $\varepsilon = v_1 / v_2$ - ступінь стиску; $\lambda = p_3 / p_2$ - ступінь підвищення тиску.

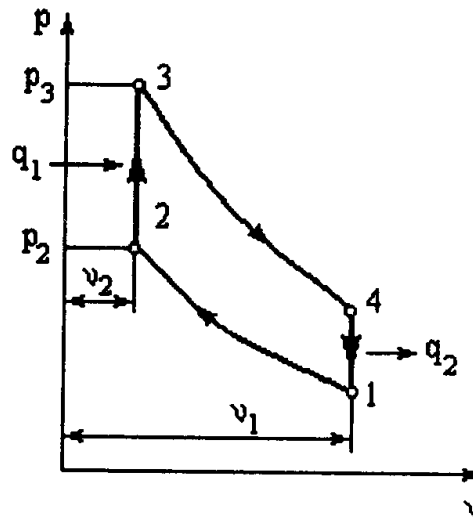


Рис. 3.7.

Кількість підведеної й відведеної теплоти визначається за формулами

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2); \quad q_2 = c_v(T_4 - T_1).$$

Підставляючи ці значення теплоти у формулу для термічного ККД,

одержимо

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}.$$

Знайдемо параметри робочого тіла у всіх характерних точках циклу.

Точка 2.

$$v_2 = v_1 \varepsilon;$$

$$p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k = p_1 \varepsilon^k;$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1}.$$

Звідси

$$T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1}.$$

Точка 3.

$$v_3 = v_2;$$

$$p_3 = p_2 \lambda = p_1 \varepsilon^k \lambda;$$

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda.$$

Звідси

$$T_3 = T_2 \lambda = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda.$$

Точка 4.

$$v_4 = v_1;$$

$$p_4 = p_3 \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^k = p_3 \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^k = \frac{p_3}{\varepsilon^k} = p_1 \lambda;$$

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} = \frac{1}{\epsilon^{k-1}}.$$

Звідси
$$T_4 = T_1 \epsilon^{k-1} \lambda \left(\frac{1}{\epsilon^{k-1}} \right) = T_1 \lambda.$$

З урахуванням знайдених значень температур формула для ККД прийматиме вигляд

$$\eta_{iv} = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}}. \quad (3.4)$$

З останнього співвідношення виходить, що термічний ККД збільшується зі зростанням ступеня стиску ϵ і показника адіабати k .

Але підвищення ступеня стиску у двигунах даного типу обмежується можливістю передчасного samozapalювання горючої суміші. У зв'язку з цим розглянуті типи двигунів мають відносно низькі ККД. Залежно від роду палива ступінь стиску в таких двигунах змінюється від 4 до 9.

Робота циклу визначається за формулою
$$l_u = q_1 \eta_{iv} = c_v (T_3 - T_2) \cdot \left(1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}} \right).$$

Цикли з підведенням теплоти при постійному обсязі застосовують в карбюраторних типах двигунів з використанням примусового запалення від електричної іскри.

3.2.3. Цикли ДВЗ із підведенням теплоти при постійному тиску

Двигуни, в основу роботи яких покладений цикл з підведенням теплоти при постійному тиску (з поступовим згоранням), мають ряд переваг у порівнянні з двигунами, які працюють за циклом з підведенням теплоти при постійному обсязі. Вони пов'язані з тим, що в двигунах з поступовим згоранням здійснюється роздільний стиск палива й повітря. Тому тут можна досягати більш високих ступенів стиску.

Повітря при високих тисках має настільки високу температуру, що подаване в циліндр паливо самозаймається без усяких спеціальних запальних пристроїв. Крім того, роздільний стиск повітря і палива дозволяє використати будь-яке рідке дешеве паливо - нафта, мазут, смоли та інш.

У двигунах з поступовим згоранням палива повітря стискується в циліндрі, а рідке паливо розпорошується стиснутим повітрям від компресора. Роздільний стиск дозволяє застосовувати високі ступені стиску (до $\epsilon = 20$), крім

передчасного samozапалювання палива. Сталість тиску при горінні палива забезпечується відповідним регулюванням паливної форсунки. Конструкція такого двигуна вперше була розроблена німецьким інженером Дизелем.

Розглянемо ідеальний цикл двигуна з підведенням теплоти при постійному тиску в $p\nu$ -діаграмі (рис. 3.8).

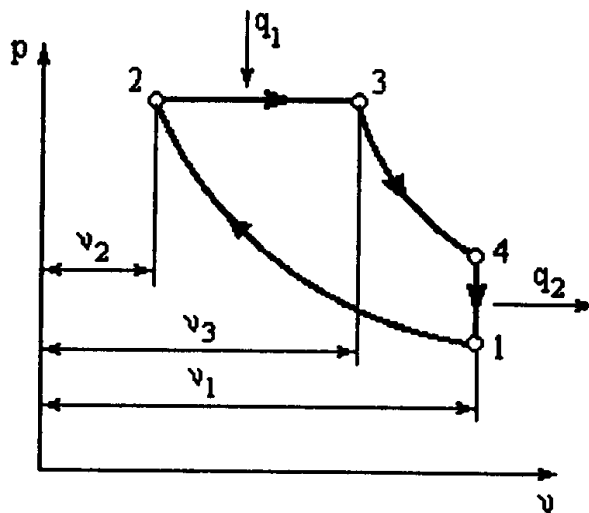


Рис. 3.8.

Цей цикл здійснюється в такий спосіб. Газоподібне робоче тіло з початковими параметрами p_1, v_1, T_1 стискується за адіабатою 1-2. В ізобарному процесі 2-3 тілу повідомляється деяка кількість теплоти q_1 . В адіабатному процесі 3-4 відбувається розширення робочого тіла до первісного об'єму. В ізохорному процесі 4-1 робоче тіло повертається в первісний стан з відводом у теплоприймач теплоти q_2 . Характеристиками циклу є:

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2} - \text{ступінь стиску} \quad \rho = \frac{v_3}{v_2} - \text{ступінь попереднього розширення}.$$

Кількість підведеної і відведеної теплоти визначається за формулами $q_1 = c_p(T_3 - T_2)$; $q_2 = c_p(T_4 - T_1)$.

Термічний ККД циклу в припущенні сталості теплоємностей c_v , і їхні відношення $k = c_p / c_v$ буде $\eta_{iv} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{k(T_3 - T_2)}$.

Параметри робочого тіла в характерних точках циклу будуть.

Точка 2.
$$v_2 = \frac{v_1}{\varepsilon};$$

$$p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k = p_1 \varepsilon^k;$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1}.$$

Звідси $T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1}.$

Точка 3. $v_3 = v_2 \rho = \frac{v_1 \rho}{\varepsilon};$

$$p_3 = p_2 = p_1 \varepsilon^k;$$

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \rho.$$

Звідси $T_3 = T_2 \rho = T_1 \rho \varepsilon^{k-1}.$

Точка 4. $v_4 = v_1;$

$$p_4 = p_3 \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^k = p_3 \varepsilon^k \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^k = p_1 \rho^k;$$

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1}.$$

Оскільки $\frac{v_3}{v_1} = \frac{\rho}{\varepsilon}$, то $T_4 = T_3 \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1} = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda \left(\frac{\rho^{k-1}}{\varepsilon^{k-1}} \right) = T_1 \rho^k.$

Підставляючи отримані значення температур у формулу для ККД, одержимо $\eta_{tv} = 1 - \frac{\rho^k - 1}{k \varepsilon^{k-1} (\rho - 1)}.$

Звідси виходить, що зі збільшенням ε і k ККД збільшується, а зі збільшенням ρ – зменшується.

Робота циклу визначається за формулою

$$l_u = q_1 \eta_t = c_p (T_3 - T_2) \left[1 - \frac{\rho^k - 1}{k \varepsilon^{k-1} (\rho - 1)} \right].$$

Порівняння ККД циклів ДВЗ із підведенням теплоти при $p = \text{const}$ й $v = \text{const}$ при однакових тисках і температурах, але при різних ε показує, що $\eta_{tp} > \eta_{tv}.$

При цьому ступінь стиску ε в циклі з підведенням теплоти при $p = \text{const}$ більше, ніж у циклі з підведенням теплоти при $v = \text{const}.$

Величина ε в циклі з підведенням теплоти при постійному тиску вибирається таким чином, щоб забезпечувалися умови самозапалювання палива. Таким умовам у компресорних дизелях відповідає $\varepsilon = 14-18$. Докладніше про методи порівняння ККД циклів різних теплових двигунів див. п.3.2.

3.2.4. Цикли ДВЗ зі змішаним підведенням теплоти

Одним з недоліків двигунів, у яких застосовується цикл з підведенням теплоти при постійному тиску, є необхідність використання компресора, застосовуваного для подачі палива. Наявність компресора ускладнює конструкцію і зменшує економічність двигуна, Оскільки на його роботу витрачається 6-10 % від загальної потужності двигуна.

З метою спрощення конструкції і збільшення економічності двигуна російський інженер Г. В. Трінклер розробив проект безкомпресорного двигуна високого стиску. Цей двигун позбавлений недоліків розглянутих вище двох типів двигунів. Основна його відмінність у тому, що рідке паливо за допомогою паливного насоса подається через форсунку в головку циліндра, де воно запалюється і горить спочатку при постійному обсязі, а потім при постійному тиску. На рис. 3.9. представлений ідеальний цикл двигуна зі змішаним підведенням теплоти в координат- PV -координатах.

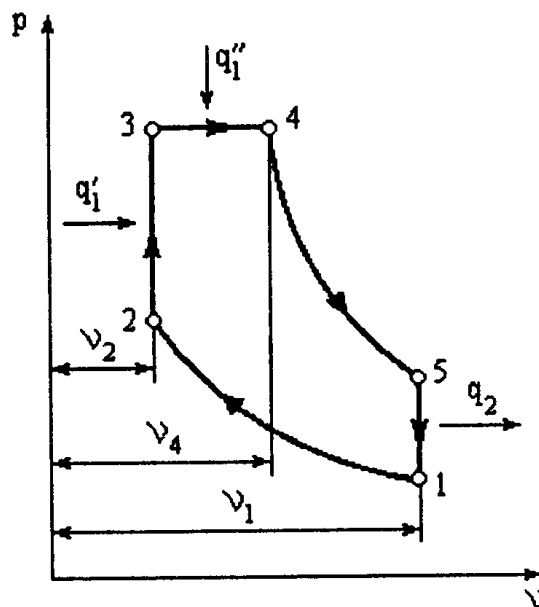


Рис. 3.9.

В адіабатному процесі 1-2 робоче тіло стискується до параметрів у точці 2. В ізохорному процесі 2-3 до нього підводиться перша частка теплоти q'_1 , а в

ізобарному процесі 3-4 - друга – q_1'' . У процесі 4-5 відбувається адіабатне розширення робочого тіла й за ізохорою 5-1 воно повертається у вихідний стан з відводом теплоти q_2 у теплоприймач.

Характеристиками циклу є: $\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$ - ступінь стиску; $\lambda = \frac{p_3}{p_2}$ -

ступінь підвищення тиску; $\rho = \frac{v_4}{v_3}$ - ступінь попереднього розширення.

Кількості підведеної $q_1 = q_1' + q_1''$ відведеної q_2 теплоти визначається за формулами. $q_1'' = c_p(T_4 - T_3)$; $q_2 = c_v(T_5 - T_1)$.

Термічний ККД циклу буде $\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1' + q_1''} = 1 - \frac{T_5 - T_1}{(T_3 - T_2) + k(T_4 - T_3)}$.

Знайдемо параметри робочого тіла в характерних точках циклу.

Точка 2. $v_2 = \frac{v_1}{\varepsilon}$;

$$p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k = p_1 \varepsilon^k;$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1}.$$

Звідси $T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1}$.

Точка 3. $v_3 = v_2 = \frac{v_1}{\varepsilon}$;

$$p_3 = p_2 \lambda = p_1 \lambda \varepsilon^k;$$

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda;$$

$$T_3 = T_2 \lambda = T_1 \lambda \varepsilon^{k-1}.$$

Точка 4. $v_4 = v_3 \rho = v_1 \frac{\rho}{\varepsilon}$;

$$p_4 = p_3 = p_1 \lambda \varepsilon^k;$$

$$\frac{T_4}{T_3} = \frac{v_4}{v_3} = \rho;$$

$$T_4 = T_3 \rho = T_1 \rho \lambda \varepsilon^{k-1}.$$

Точка 5.

$$v_5 = v_1;$$

$$p_5 = p_4 \left(\frac{v_4}{v_5} \right)^k = p_1 \lambda \varepsilon^k \left(\frac{v_1 \rho}{v_1 \varepsilon} \right)^k = p_1 \lambda \rho^k;$$

$$\frac{T_5}{T_4} = \left(\frac{v_4}{v_5} \right)^{k-1} = \left(\frac{v_4}{v_1} \right)^{k-1};$$

$$\frac{\rho}{\varepsilon} = \left(\frac{v_4}{v_5} \right) : \left(\frac{v_1}{v_2} \right) = \frac{v_4}{v_1};$$

$$\frac{T_5}{T_4} = \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1};$$

$$T_5 = T_1 \varepsilon^{k-1} \rho \lambda \frac{\rho^{k-1}}{\varepsilon^{k-1}} = T_1 \lambda \rho^k.$$

Підставивши знайдені значення температур у формулу для ККД, будемо матимемо

$$\eta_t = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} [(\lambda - 1) + k \lambda (\rho - 1)]}. \quad (3.5)$$

Звідси випливає, що зі збільшенням k, ε і λ ККД циклу зростає, а зі збільшенням ρ зменшується.

Цикл зі змішаним підведенням теплоти узагальнює цикли з ізобарним й ізохорним підведенням теплоти. Якщо покласти $\lambda = 1$ (що означає відсутність підведення теплоти при постійному обсязі ($p_2 = p_3$)), то формула (3.5) приводиться до формули (3.4), тобто до формули для ККД циклу ДВС із ізобарним підведенням теплоти. Якщо прийняти $\rho = 1$ (що означає відсутність підведення теплоти при постійному тиску ($v_3 = v_4$)), то формула (3.5) приводиться до формули (3.3) для ККД циклу з ізохорним підведенням теплоти.

Цикл зі змішаним підведенням теплоти лежить в основі роботи більшості сучасних дизелів.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Яка термодинамічна класифікація двигунів внутрішнього згорання?
2. Як здійснюється і виглядає в PV -діаграмі дійсний цикл ДВЗ із підведенням тепла при постійному обсязі ($v = \text{const}$)?

3. Як виглядає ідеалізований цикл ДВЗ із підведенням теплоту при $\nu = \text{const}$ в PV- і TS-діаграмах? Як виводиться формула для термічного ККД цього циклу?
4. Чому термічний ККД циклу ДВЗ із підведенням тепла при $\nu = \text{const}$ збільшується з ростом ступеня стиску ε ? Чим обмежується підвищення ступеня стиску у двигунах цього типу?
5. Як здійснюється дійсний і виглядає в PV- і TS-діаграмах ідеальний цикл ДВЗ із підведенням тепла при постійному тиску ($p = \text{const}$)? Який вираз для термічного ККД цього циклу?
6. Як зображується цикл зі змішаним підведенням теплоти PV- і TS-діаграмах? Який вираз для термічного ККД цього циклу?

3.3. ЦИКЛИ ГАЗОТУРБІННИХ УСТАНОВОК І РЕАКТИВНИХ ДВИГУНІВ

Газотурбінні установки (ГТУ) мають багато переваг у порівнянні з поршневіми двигунами. Газові турбіни мають відносно невеликі габарити й малу масу, у них немає деталей зі зворотно-поступальним рухом, вони можуть виконуватися з більшими одиничними потужностями. У газових турбінах відсутній основний недолік поршневих двигунів - неможливість розширення робочого тіла в циліндрі двигуна до атмосферного тиску.

Практичне застосування знайшли ГТУ зі згорянням палива при постійному тиску й постійному обсязі. Їм відповідають ідеальні цикли з підведенням теплоти в процесі при постійному тиску й постійному обсязі.

3.3.1. Цикли ГТУ з підведенням теплоти при постійному тиску

Принципова схема ГТУ з підведенням теплоти при постійному тиску наведена на рис. 3.10. Розглянемо принцип дії установки.

У камеру згоряння (КЗ) через форсунки надходять повітря з осьового компресора (ОК) і паливо з паливного насоса (ПН). З камери згоряння гарячі гази через комбіновані сопла направляються на лопатки газової турбіни (ГТ), а потім викидаються в атмосферу. ЕГ - електрогенератор.

Ідеальний цикл ГТУ з підведенням теплоти при постійному обсязі в $p\nu$ - і Ts -діаграмах представлений на рис. 3.11 й 3.12.

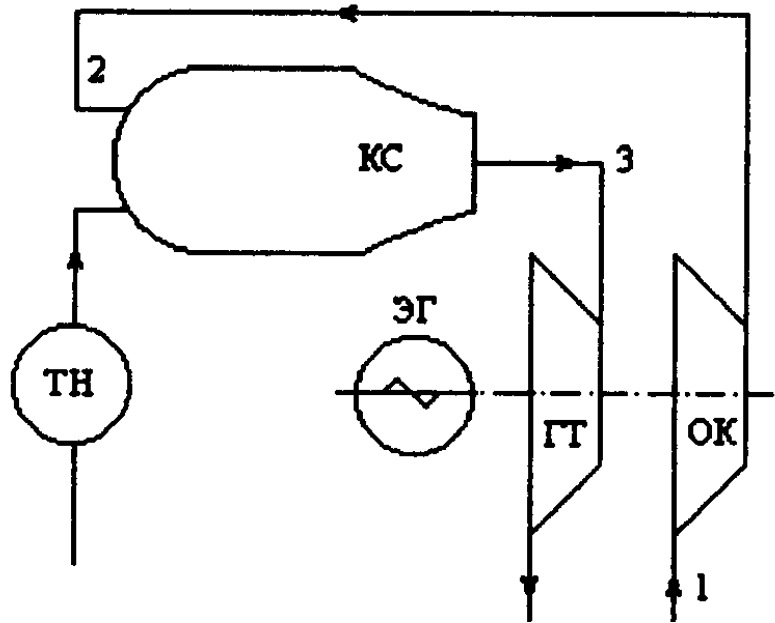


Рис. 3.10

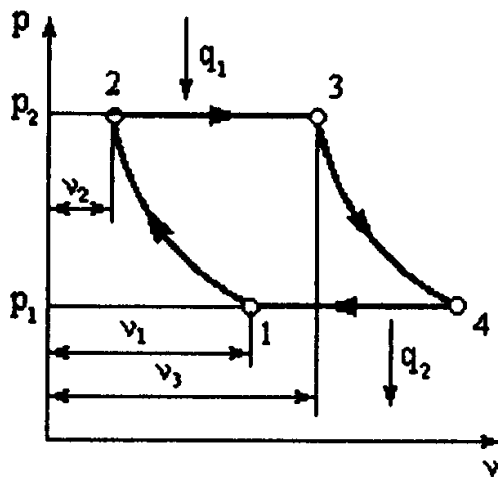


Рис. 3.11

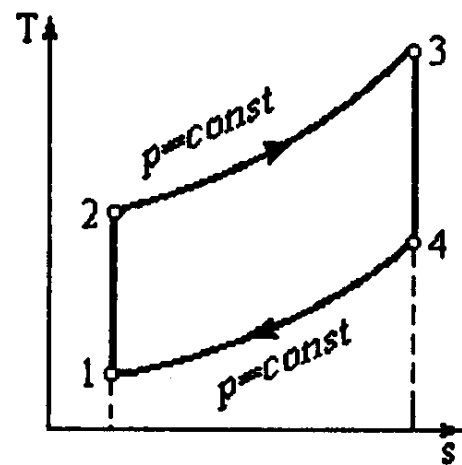


Рис. 3.12

В адіабатному процесі 1-2 відбувається стиск робочого тіла від параметрів точки 1 до параметрів точки 2. В ізобарному процесі 2-3 до робочого тіла підводить деяка кількість теплоти q_1 від верхнього джерела теплоти. По адіабаті 3-4 робоче тіло розширюється до первісного тиску $p_4 = p_1$ й за ізобарою 4-1 приводиться до параметрів точки 1 з відводом теплоти q_2 до нижнього джерела теплоти.

Характеристики циклу: $\beta = \frac{p_2}{p_1}$ – ступінь підвищення тиску в компресорі;

$\rho = \frac{v_2}{v_1}$ – ступінь ізобарного розширення.

Кількості підвідної і відвідної теплоти, що визначаються за формулою:

$$q_1 = c_p (T_3 - T_2); \quad q_2 = c_p (T_4 - T_1).$$

З урахуванням останніх співвідношень формула для термічного ККД буде

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}.$$

Знайдемо вирази для температур T_2 , T_3 , T_4 через початкову температуру T_1 , робочого тіла. Для адіабатного процесу 1-2 справедливо наступне

співвідношення $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \beta^{\frac{k-1}{k}}$. Звідси $T_2 = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}}$.

В ізобарному процесі 2-3 $\frac{T_2}{T_1} = \frac{v_3}{v_2} = \rho$. Звідси $T_3 = T_2 \rho = T_1 \rho \beta^{\frac{k-1}{k}}$

В адіабатному процесі 3-4 $\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_1}{p_1 \beta}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}.$

Звідси $T_4 = T_2 \beta^{\frac{k-1}{k}} \rho \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}} = T_1 \rho.$

Підставляючи знайдені значення температур у формулу для ККД одержимо $\eta_t = 1 - \frac{T_1 \rho - T_1}{T_1 \rho \beta^{\frac{k-1}{k}} - T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}}} = \frac{\rho - 1}{(\rho - 1) \beta^{\frac{k-1}{k}}} = \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}.$

Звідси виходить, що зі збільшенням ступеня підвищення тиску p і показника адіабати k , ККД ГТУ з підведенням теплоти в процесі при постійному тиску зростає.

Однак термічний ККД ще не може служити мірою економічності установки. Цю роль виконує ефективний ККД ГТУ: $\eta_e = \frac{l_e}{q_1},$

де l_e – ефективна робота (корисна робота на валу двигуна з урахуванням внутрішніх і механічних втрат в установці). Ефективна робота визначається як різниця дійсних робіт розширення й стиску: $l_e = (t_3 - t_4) \eta_m \eta_{ad} - (i_2 - i_1) \eta_{ad}^k,$

де $\eta_m = 0,8 - 0,9$ – внутрішній відносний ККД газової турбіни; $\eta_{ad}^k = 0,8 - 0,85$ – адіабатний ККД турбокомпресора; η_m – механічний ККД.

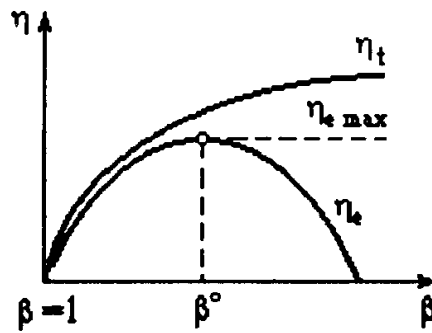


Рис. 3.13

Криві залежності η_t , і η_e від $\beta = p_2 / p_1$ мають такий вигляд (рис. 3.13). Як бачимо, в міру збільшення β η_e спочатку росте, а потім зменшується й може впасти до нуля. Тому намагаються так вибрати β , щоб $\beta \leq \beta^*$.

3.3.2. Цикли ГТУ з підведенням теплоти при постійному обсязі

На відміну від ГТУ зі згорянням палива при постійному тиску, де процес горіння здійснюється безупинно, у ГТУ зі згорянням палива при постійному обсязі процес горіння є періодичним (пульсуючим). Через повітряний клапан 7 у камеру згоряння 1 надходить повітря, стиснуте у компресорі 6 (рис. 3.13). Сюди ж паливним насосом 5 через паливний клапан 8 подається рідке паливо. Процес горіння відбувається при закритих повітряному клапані 7 і сопловому клапані 2. Запалення здійснюється від електричної іскри. Після згоряння палива в результаті підвищення тиску в камері 1 відкривається сопловий клапан 2. Продукти згоряння, проходячи через соплові апарати 3, надходять на лопатки газової турбіни 4.

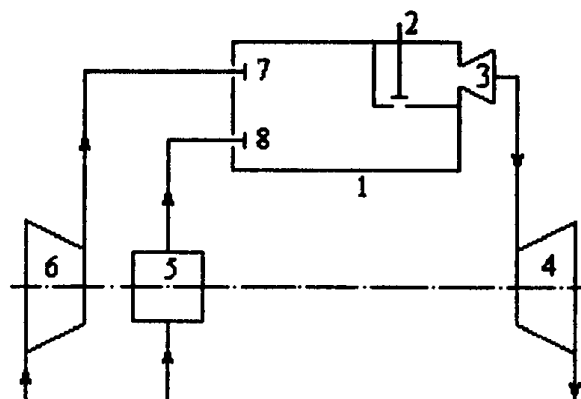


Рис. 3.14

Ідеальний цикл газотурбінної установки з підведенням теплоти при постійному обсязі в $p-v$ - і $T-s$ -діаграмах поданий на рис. 3.14.

В адіабатному процесі 1-2 робоче тіло з параметрами p_1, v_1, T_1 у точці 1 стискується до параметрів p_2, v_2, T_2 у точці 2.

В ізохорному процесі 2-3 до робочого тіла підводиться деяка кількість теплоти q_1 . Потім робоче тіло розширюється в адіабатному процесі 3-4 до початкового тиску $p_4 = p_1$ і по ізобарі 4-1 повертається в первісний стан, що характеризується параметрами точки 1. Характеристики циклу: $\beta = \frac{p_2}{p_1}$ –

ступінь підвищення тиску в компресорі; $\lambda = \frac{p_3}{p_2}$ – ступінь додаткового підвищення тиску.

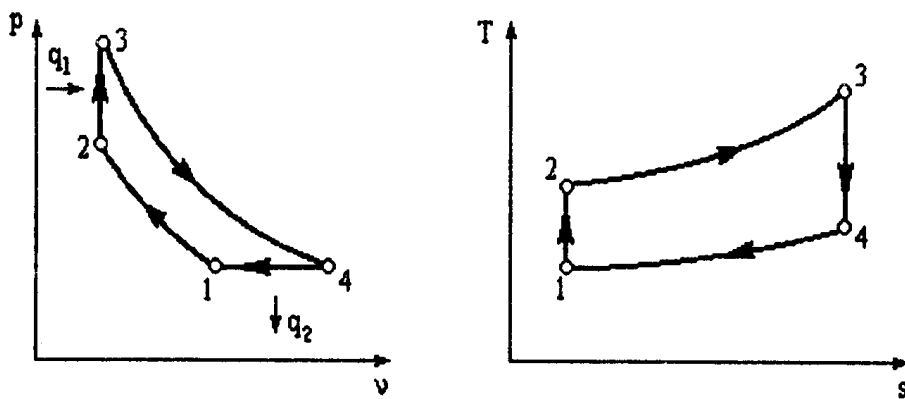


Рис. 3.15

Питома кількість підвідної і відвідної теплоти, що визначається за формулами: $q_1 = c_v(T_3 - T_2)$; $q_2 = c_p(T_4 - T_1)$.

Підставляючи ці величини у формулу для термічного ККД, одержимо

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{k(T_4 - T_1)}{T_3 - T_2}.$$

Знайдемо вирази для температур T_2, T_3, T_4 через початкову температуру T_1 . В адіабатному процесі 1-2 маємо $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \beta^{\frac{k-1}{k}}$. Звідси $T_2 = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}}$.

В ізохорному процесі 2-3 $\frac{T_3}{T_2} = \frac{p_3}{p_2} = \lambda$. Звідси $T_3 = T_2 \lambda = T_1 \lambda \beta^{\frac{k-1}{k}}$.

В адіабатному процесі 3-4 $\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{p_1}{p_1 \beta \lambda}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{1}{(\beta \lambda)^{\frac{k-1}{k}}}$.

$$\text{Звідси } T_4 = T_3 \frac{1}{(\beta\lambda)^{\frac{k-1}{k}}} = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}} \lambda^{\left(\frac{1}{\beta\lambda}\right)^{\frac{k-1}{k}}} = T_1 \lambda^{\frac{1}{k}}.$$

Підставляючи знайдені значення температур у вирази для термічного ККД, одержимо $\eta_t = 1 - \frac{k(\lambda^{1/k} - 1)}{(\lambda - 1)\beta^{\frac{k-1}{k}}}.$

Звідси видно, що термічний ККД зростає зі збільшенням величин λ, β, k .

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Як виглядає принципова схема й цикл в $p\nu$ – і Ts – діаграмах газотурбінної установки з підведенням теплоти при постійному тиску ($p = \text{const}$)?
2. Як залежить від ступеня стиску або ступеня підвищення тиску термічний ККД циклу газотурбінної установки з підведенням теплоти при $p = \text{const}$?
3. Який характер залежності термічного й ефективного ККД ГТУ з підведенням теплоти при $p = \text{const}$ залежно від ступеня підвищення тиску $\beta = p_2 / p_1$?
4. Які методи підвищення термічного ККД ГТУ?
5. Як виглядають принципова схема й цикл в (Ts – діаграмі) ГТУ з підведенням теплоти при $p = \text{const}$ з регенерацією тепла?
6. Як виглядають принципові схеми прямооточних повітряно-реактивних двигунів для дозвукових і надзвукових швидкостей польоту?
7. Яка принципова схема турбокомпресорного повітряно-реактивного двигуна?
8. Які два основних методи порівняння циклів теплових двигунів?

ЗАДАЧІ

Задача 1. Газотурбінна установка, що працює за ідеальним циклом з підведенням теплоти при $p = \text{const}$, має наступні параметри: $t_1 = 25^\circ\text{C}$; $\beta = 8$; $t_3 = 800^\circ$; $k = 1,4$. Визначити термічний ККД ідеального й дійсного циклів (з урахуванням необоротності процесів у турбіні й компресорі), якщо внутрішні відносні ККД турбіни й компресора $\eta_{\text{турб}} = 0,88$ й $\eta_{\text{комп}} = 0,85$.

Вирішення. Визначаємо температури у всіх точках циклу:

$$T_2 = T_1 \beta^{\frac{k-1}{k}} = 298 \cdot 8^{0,286} = 540 \text{ К}; \quad T_4 = \frac{T_3 T_1}{T_2} = \frac{1073 \cdot 298}{540} = 592 \text{ К}.$$

Температура в точці 5 буде $T_5 = \frac{T_2 - T_1}{\eta_{комп}} + T_1 = \frac{540 - 298}{0,85} + 298 = 583 \text{ К}$.

Температура в точці 6 визначається за формулою:

$$T_6 = T_3 - \eta_{турб}(T_3 - T_4) = 1073 - 0,88 \cdot (1073 - 592) = 650 \text{ К}.$$

Термічний ККД ідеального циклу: $\eta_{тад}^{ГТУ} 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{592 - 298}{1073 - 583} = 0,55$.

Термічний ККД дійсного циклу: $\eta_{тад}^{ГТУ} 1 - \frac{T_6 - T_1}{T_3 - T_5} = 1 - \frac{650 - 298}{1073 - 583} = 0,28$.

3.4. ЦИКЛИ ПАРОСИЛОВИХ УСТАНОВОК. МГД-ГЕНЕРАТОР

3.4.1. Цикл Карно у вологій парі і його недоліки

Паросилові установки (ПСУ) відрізняються від газотурбінних двигунів і двигунів внутрішнього згоряння тим, що робочим тілом служить пара якої-небудь рідини (звичайно водяна пара), а продукти згоряння палива є проміжним теплоносієм.

Найбільш зробленим досконалим циклом, як відомо, є цикл Карно. Паротурбінна установка, що працює за циклом Карно, повинна складатися з парового котла, парового двигуна, конденсатора й компресора. Цикл Карно, де як робоче тіло використовується волога насичена пара, в Ts - і $p\nu$ - координатах представлений на рис. 3.16, 3.17. Розглянемо процеси циклу: 1-2 – адіабатний процес розширення пари в циліндрі двигуна; 2-3 – конденсація пари в конденсаторі; 3-4 – стиск пари в компресорі; 4-1 – паротворення (кипіння) у котлі.

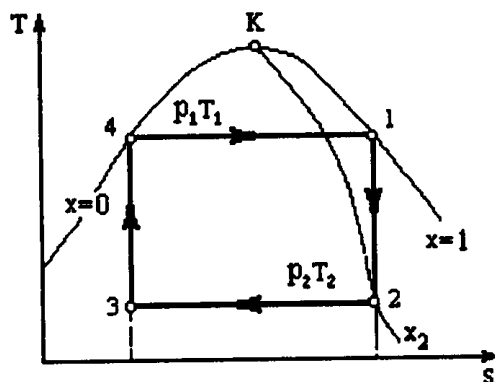


Рис. 3.16

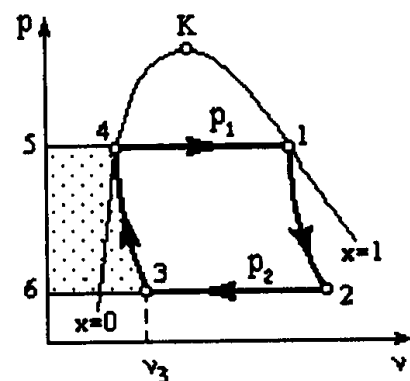


Рис. 3.17

Термічний ККД циклу Карно з насиченою парою як робоче тіло визначається за формулою:
$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{(i_1 - i_4) - (i_2 - i_3)}{i_1 - i_4}.$$

Паросилові установки, що працюють за циклом Карно, мають настільки істотні недоліки, які їхнє застосування недоцільне. Головні з цих недоліків наступні. Процес конденсації пари 2-3 здійснюється не повністю. У зв'язку з цим стиску в компресорі буде підлягати волога пара, що має великий об'єм v_3 . Це приводить до необхідності використання циліндра компресора більших розмірів. Розміри циліндра зростають також зі збільшенням тиску пари в котлі й зі зменшенням у конденсаторі, тобто при переході до режимів з більшими різницями температур $T_1 - T_2$, які приводять до найбільш високого ККД. Крім того, вологість пари x_2 наприкінці процесу адіабатного розширення 1-2 виявляється досить високою, що не дозволяє застосовувати парові турбіни внаслідок ерозії турбінних лопаток.

Таким чином, головний недолік циклу Карно у вологій парі полягає в необхідності використання громіздкого компресора й більших витрат роботи на стискання пари в процесі 3-4, які рівні площі 54365.

3.4.2. Основний цикл. Цикл Ренкіна

Через перераховані вище недоліки парового циклу Карно за ідеальний цикл паросилової установки прийнято інший спеціальний цикл, називаний циклом Ренкіна. Цей цикл може бути здійснений у паросиловій установці, наведений на рис. 3.18.

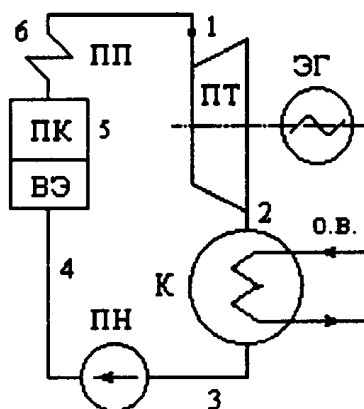


Рис. 3.18

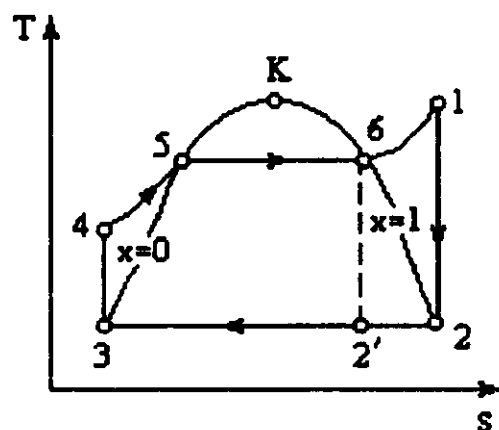


Рис. 3.19

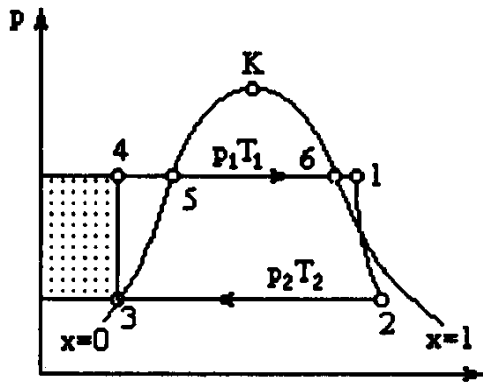


Рис. 3.20

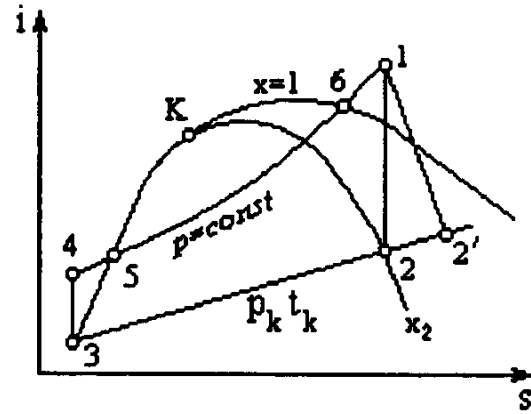


рис. 3.21

У паровому котлі ПК за рахунок теплоти палива, відбувається процес перетворення води в пару. У пароперегрівнику ПП він доводиться до необхідних початкових параметрів p_1, T_1 . На лопатках парової турбіни ПТ відбувається перетворення теплоти в роботу й потім в електричну енергію в електрогенераторі ЕГ. Відпрацьована пара у конденсаторі До конденсується з передачею теплоти охолодній воді О.В. Отриманий конденсат конденсатним (живильним) насосом ПН подається у водяний економайзер ВЕ, що служить для підігріву води, а потім у котел. Цифрами позначені характерні точки процесів циклу Ренкіна, представленого на діаграмах в pv -, Ts - і is -координатах.

На рис. 3.19, 3.20, 3.21 цикл Ренкіна зображений на Ts -, pv - і is -діаграмах. Розглянемо процеси циклу: 1-2 - адіабатне розширення пари на лопатках парової турбіни; 2-3 - конденсація пари в конденсаторі; 3-4 - стиск води в насосі; 4-5 - підігрів води до температури кипіння у водяному економайзері й котлі; 5-6 - паротворення в котлі; 6-1 - перегрів пари в пароперегрівнику.

3.4.3. Корисна робота циклу Ренкіна. Робота живильного насоса

З рівняння енергії газового потоку $dq = di + d\left(\frac{w^2}{2}\right) + gdz + dl$, у

припущенні адіабатного процесу ($dq = 0$), і при знехтуванні зміною зовнішньої енергії ($d\left(\frac{w^2}{2}\right) = 0$ й $gdz = 0$), одержимо $0 = di + dl_\tau$. Тоді для роботи живильного насоса $l_n = -l_\tau$ знайдемо $dl_n = di$ й $l_n = i_4 - i_3 = (p_1 - p_2)v_3$.

Аналогічно для роботи турбіни $l_{турб} = l_\tau$ маємо: $l_{турб} = i_1 - i_2$.

Теоретична робота при цьому буде: $l_y = l_{турб} - l_n = i_1 - i_2 - (p_1 - p_2)v_3$.

Корисна робота l_u циклу Ренкіна на $p\nu$ - і Ts - діаграмах (рис. 3.19, 3.20) чисельно дорівнює площі в середині циклів, тобто площі 12"34561. Це буде корисна робота, виконувана 1 кг пари.

3.4.4. Термічний ККД циклу Ренкіна

Термічний ККД циклу Ренкіна визначається у вигляді відношення корисної роботи циклу l_u до всій витраченій у циклі теплоти q_1 : $\eta_t = \frac{l_u}{q_1}$.

Підведена в циклі теплота визначається за формулою:

$$q_1 = i_1 - i_4 = i_1 - i_3 - (i_4 - i_3) = i_1 - i_3 - l_n = i_1 - i_3 - (p_1 - p_2)v_3.$$

З урахуванням виразів для l_u й q_1 формула для термічного ККД буде:

$$\eta_t = \frac{i_1 - i_2 - (p_1 - p_2)v_3}{i_1 - i_3 - (p_1 - p_2)v_3}.$$

При невисоких тисках роботою живильного насоса $l_n = (p_1 - p_2)v_3$ можна знехтувати, тоді: $\eta_t = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_3}$.

Крім роботи циклу l_u й термічного ККД η_t до показників, що характеризують економічність циклу Ренкіна, також відносять питомі витрати пари d_0 і теплоти q_0 . Питома витрата визначається у вигляді відношення годинної витрати пари D_0 до виробленої електроенергії N . Оскільки електроенергія - це стовідсоткова електроенергія (повністю перетворюється в корисну роботу), то 1 кг пари в теоретичному циклі виконує корисну роботу:

$$N = \eta_t = i_1 - i_2 \text{ кДж/кг.}$$

З огляду на, що 1 кВт(год = 3600 кДж, запишемо рівняння теплового балансу установки $D_0 = (i_1 - i_2) = 3600N$ або $D_0 = \frac{3600N}{i_1 - i_2}$.

Звідси теоретична питома витрата пари буде $d_0 = \frac{D_0}{N} = \frac{3600}{i_1 - i_2}$ [кг/кВт·год],

де i_1, i_2 – ентальпія, кДж/кг.

Теоретична питома витрата пари в кілограмах на 1 Мдж роботи становить

$$d_0 = \frac{1000}{i_1 - i_2}$$

Питома витрата теплоти в кдж/Мдж знаходиться за формулою:
 $q_0 = d_0(i_1 - i_2)$.

З огляду на формули для d_0 й η_t , одержимо $q_0 = \frac{1000}{\eta_t}$.

Оскільки теплоємність води 4,1868 кдж/(кг·К), а $t_2 = t_3 = t_k$, t_k – температура конденсату, то: $i_3 = 4,1868 t_k$.

Тоді формули для η_t й q_0 прийме вигляд $\eta_t = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - 4,1868 t_k}$;

$$d_0 = \frac{1000}{i_1 - 4,1868 t_k}; \quad q_0 = d_0(i_1 - 4,1868 t_k).$$

Звідси виходить, що для знаходження чотирьох основних параметрів l_y , η_t , d_0 , q_0 досить провести на is - діаграмі лише один процес розширення пари в турбіні (процес 1-2, рис. 3.22).

Для обліку втрат від необоротності процесу розширення пари в турбіні вводиться відносний внутрішній ККД турбіни: $\eta_{oi} = \frac{i_1 - i'_2}{i_1 - i_2}$,

де $i'_2 > i_2$ – ентальпія наприкінці дійсного процесу розширення пари в турбіні (точка 2' на рис. 3.22).

Втрати від необоротності зменшують корисну роботу $((i'_2 - i'_2) > (i_1 - i_2))$ – й збільшують питому витрату пари: $d'_0 = \frac{1000}{i_1 - i'_2}$.

3.4.5. Вплив параметрів пари на термічний ККД циклу Ренкіна

Збільшення початкового тиску пари p_1 при незмінній початковій температурі T_1 дозволяє значно збільшити ККД циклу Ренкіна. Це пов'язано з тим, що при підвищенні початкового тиску з p_1 до p'_1 зростає середня температура підведення теплоти в котлі ($T_1 < T'_1$), Оскільки зі збільшенням тиску зростає температура кипіння води й, отже, зменшуються втрати теплоти від необоротного теплообміну при кінцевій різниці температур (рис. 3.23).

Однак підвищення початкового тиску призводить до зменшення ступеня сухості пари на виході з турбіни ($x_2 < x_1$), що несприятливо позначається на

роботі останніх рівнів лопаток турбіни, викликаючи їхню ерозію від роботи у вологій парі.

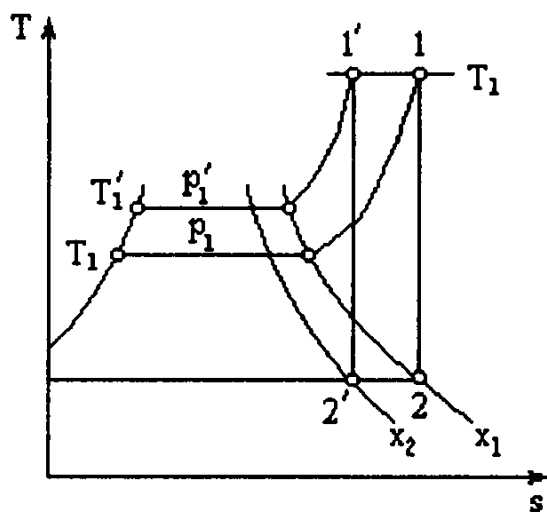


Рис. 3.22

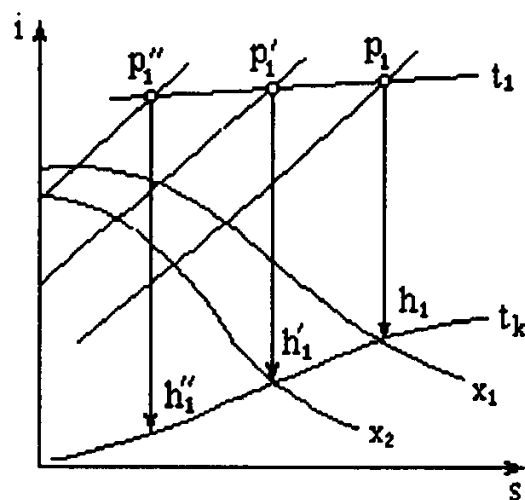


Рис. 3.23

З *i*-с- діаграми (рис. 3.23) можна встановити, що збільшення початкового тиску ($p_1 < p'_1 < p''_1$) також приводить до збільшення адиабатного теплоперепаду h ($h_1 < h'_1 < h''_1$).

При збільшенні початкової температури пари при незмінному тиску також відбувається збільшення ККД. Це пов'язано зі збільшенням середньоінтегральної температури підведення теплоти й з підвищенням адиабатного теплоперепаду в процесі на лопатках турбіни ($h_1 < h'_1$) (рис. 3.24).

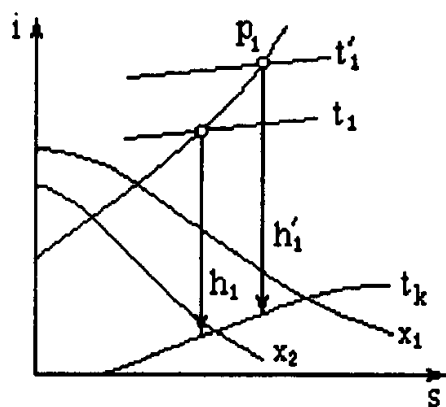


Рис. 3.24

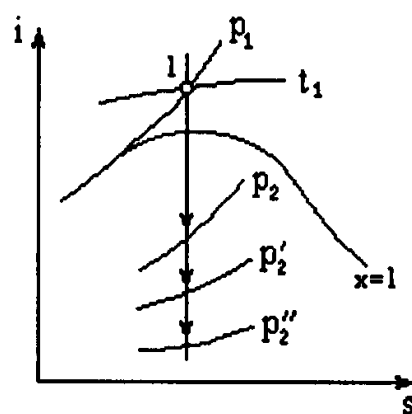


Рис. 3.25

Крім того, збільшення початкової температури призводить до зростання ступеня сухості пари на виході з турбіни. У зв'язку з цим підвищення початкового тиску, що приводить до зменшення ступеня сухості, доцільно проводити разом з підвищенням початкової температури.

Великий вплив на термічний ККД циклу Ренкіна має кінцевий тиск p_2 у конденсаторі. З is -діаграми (рис. 3.25) видно, що зі зниженням кінцевого тиску значно збільшується адіабатний теплоперепад і зменшується середньоінтегральна температура відводу теплоти, що приводить до зменшення втрати працездатності від необоротного теплообміну в конденсаторі.

3.4.6. Проміжний перегрів пари

Проміжний перегрів пари є одним зі способів підвищення ступеня його сухості. Принципова схема циклу Ренкіна з проміжним перегрівом пари дана на рис. 3.27. У цій схемі передбачені два рівні турбіни ПТ-1, ПТ-ІІ і два рівні пароперегрівника ПП-1, ПП-ІІ. Пара після першого рівня пароперегрівника ПП-1 направляється в перший рівень турбіни ПТ-1. Пара, що відпрацювала першого рівня турбіни, направляється в другий рівень пароперегрівника ПП-ІІ, де його температура підвищується до початкової температури T_1 лопатки другого рівня турбіни ПТ-ІІ. Потім пара надходить на лопатки другого рівня турбіни ПТ-ІІ.

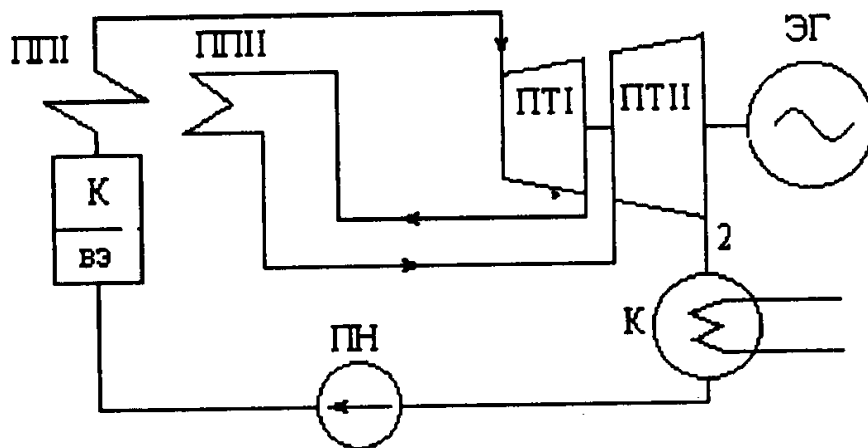


Рис. 3.26

Цикл Ренкіна з проміжним перегрівом пари в Ts -координатах представлений на рис. 3.27. Розглянемо процеси циклу: 1-а - адіабатне (розширення пари на лопатках першого рівня турбіни; $a-b$ - проміжний перегрів пари в другому рівні пароперегрівника; $b-2$ - адіабатне розширення пари на лопатках другого рівня турбіни; 2-3 - конденсація пари в конденсаторі; 3-4 - стиск води в конденсатному насосі; 4-5 - підігрів води до температури кипіння; 5-6 - перетворення води в пару; 6-1 - перегрів пари в пароперегрівнику першого рівня.

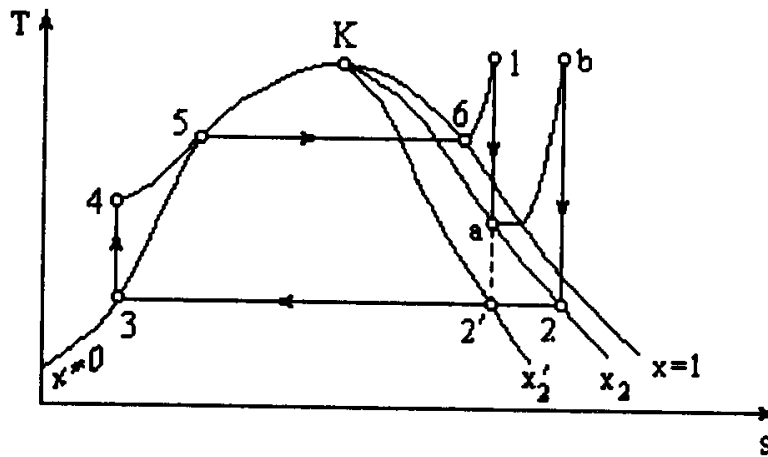


Рис. 3.27

Якби не було проміжного перегріву пари, то процес адіабатного розширення закінчувався б у точці 2'. З діаграми видно, що проміжний перегрів дозволяє значно збільшити сухість пари на виході з турбіни ($x'_2 < x_2$).

Термічний ККД циклу визначається за формулою: $\eta_t = \frac{(i_1 - i_a) + (i_b - i_2)}{(i_1 - i_3) + (i_b - i_a)}$,

де $(i_1 - i_a)$ й $(i_b - i_2)$ – адіабатні теплопадіння в першому й другому рівнях турбіни; $(i_1 - i_3)$ – кількість теплоти, підведеної в котлі й у першому рівні пароперегрівника; $(i_b - i_a)$ – кількість теплоти, підведеної в другому рівні пароперегрівника.

Крім того, застосування проміжного перегріву може підвищити ККД, якщо середня температура підведення теплоти в додатковому циклі $b22'ab$ буде вище, ніж середня температура підведення теплоти в циклі з разовим перегрівом.

3.4.7. Регенеративний цикл паросилової установки

Регенерація тепла в ПСУ дозволяє зменшити необоротність процесів теплообміну в циклі на ділянці підігріву живильної води.

При наявності двох джерел тепла з температурами T_1 і T_2 у циклі Ренкіна, здійснюваному у вологій парі, на ділянці підігріву живильної води 3-4 (рис. 3.28) матиме місце необоротний перехід тепла при кінцевій різниці температур $\Delta T = T_1 - T_2$ від верхнього джерела з температурою T_1 до робочого тіла з температурою T .

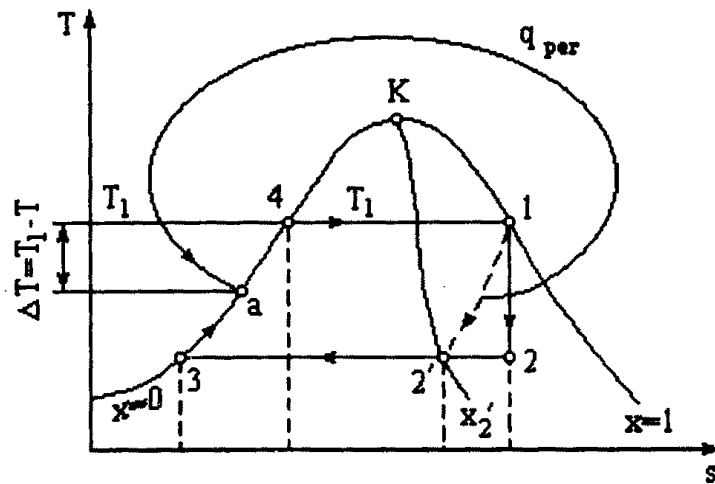


Рис. 3.28

Якщо процес розширення пари вести не за адіабатою 1-2, а за політропою 1-2', еквідистантною кривій 3-4 з відводом тепла, то, здійснюючи при цьому регенерацію тепла, тобто оборотний перехід тепла з ділянки 1-2' на ділянку 3-4, одержимо оборотний узагальнений цикл Карно, ККД якого дорівнює ККД найвигіднішого оборотного циклу Карно.

Подібний регенеративний цикл можна було б приблизно здійснити за схемою, представленої на рис. 3.29, що включає три рівні турбіни ПТ-1, ПТ-П, ПТ-Ш і два рівні регенератора Р-І і Р-П.

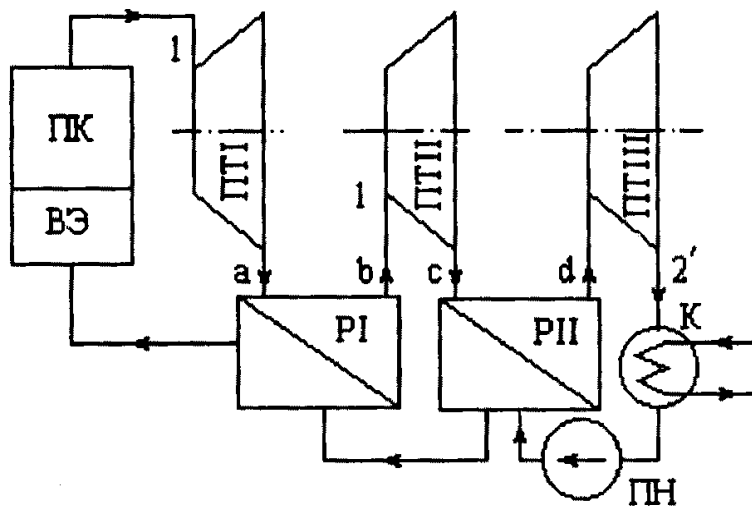


Рис. 3.29

Пара після першого рівня ПТ-1 турбіни надходить на перший рівень регенератора Р-І, віддаючи частину теплоти живильній воді, що направляє у водяний економайзер. Після регенератора першого рівня пара надходить у другий рівень турбіни ПТ-П. Відробивши на лопатках другого рівня турбіни, пара направляється в другий рівень регенератора Р-П, де віддає живильній воді

ще одну частину теплоти. Потім пара надходить у третій рівень турбіни й після нього її - у конденсатор К.

Відповідній цій схемі регенеративний цикл зображений на рис. 3.30. Розглянемо процеси циклу: 1-а – адіабатне розширення пари на лопатках першого рівня турбіни; а - b – ізотермічний відвід теплоти від пари до живильної води в регенераторі першого рівня; b - з – адіабатне розширення пари на лопатках другого рівня турбіни; c - d – ізотермічний відвід теплоти від пари в другому рівня регенератора; d - 2' – адіабатне розширення пари на лопатках третього рівня турбіни; 2' - 3 - конденсація пари в конденсаторі; 3 - 4 - підігрів живильної води в регенераторах, водяному економайзері й котлі; 4 - 1 - перетворення води в пару в котлі ПК.

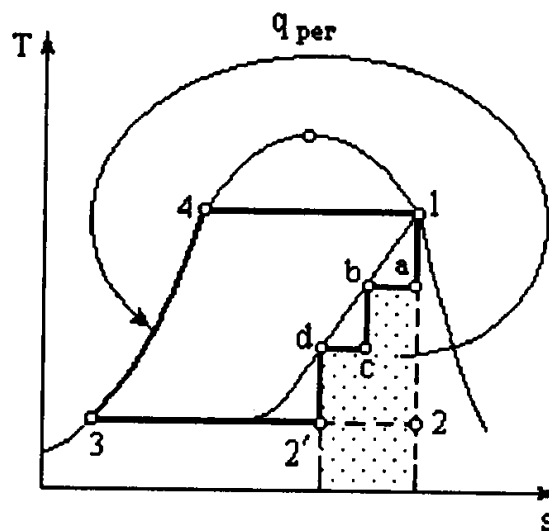


Рис. 3.30

Зі збільшенням числа рівнів турбіни й регенератора ламана лінія 1abcd2' буде наближатися до прямої лінії, еквідистантної лінії 3-4, а в цілому цикл буде наближатися до узагальненого термодинамічного циклу Карно. Однак на практиці через конструктивні й експлуатаційні труднощі подібна схема регенерації не застосовуються. Зокрема, вологість пари ($1 - x_2$) у точці 2' при такій схемі виявилася б неприпустимо високою.

Регенеративний цикл здійснюється шляхом послідовного відводу з турбіни частини пари для регенеративного підігріву живильної води. При такому способі стан основного потоку, що залишився, пари в турбіні залишається таким же, як і в циклі без регенерації.

Розрізняють дві основні схеми регенеративного підігріву:

1. Що змішує (містить як регенератори підігрівники змішуючого типу.

2. Каскадна (містить поверхневі підігрівники).

Найпростіша змішуючи схема, регенеративного підігріву живильної води із двома відборами пари з турбіни й відповідний їй цикл в i - s -діаграмі виглядають у такий спосіб (рис. 3.31, 3.32). Ділянка $m-n-2$ зображена умовно, Оскільки тут розширюється не вся пара, що надійшла в турбіну.

Робота циклу l дорівнює роботі 1 кг пари при повному її розширенні за мінусом недовиробленої роботи g_1 й g_2 кг пари, що пішла у відбори:

$$l'_y = (i_1 - i_2) - g_1(i_I - i_2) - g_2(i_{II} - i_2).$$

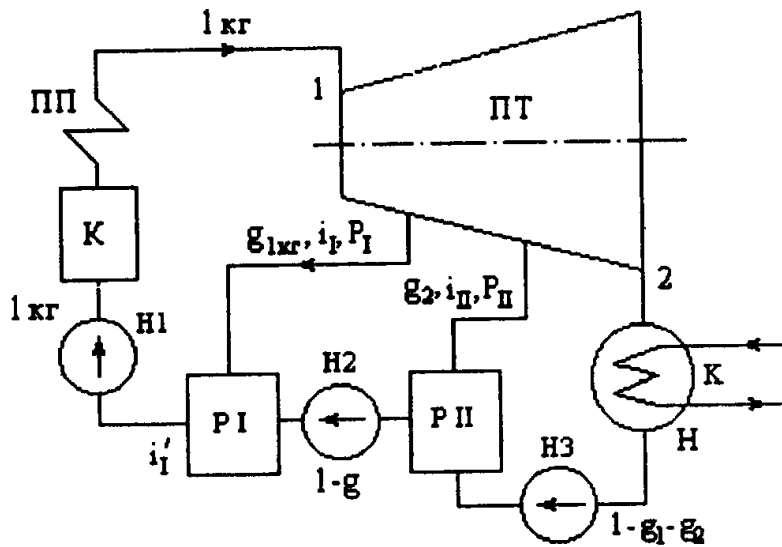


Рис. 3.31

Кількість підведеної в циклї теплом $q'_1 = i_1 - i'_1$, де i'_1 – ентальпія, що відповідає температурі кінця регенеративного підігріву $t_{рег}$.

Термічний хід регенеративного циклу:

$$\eta_t = \frac{l'_y}{q'_1} = \frac{(i_1 - i_2) - g_1(i_I - i_2) - g_2(i_{II} - i_2)}{i_1 - i'_1}.$$

Питома витрата пари (кг) на 1 Мдж (одну технічну одиницю роботи):

$$d_0 = \frac{1000}{(i_1 - i_2) - g_1(i_I - i_2) - g_2(i_{II} - i_2)}.$$

Порівняння цей вираз з виразом для питомої витрати пари в циклї Ренкіна без регенерації: $d_0 = \frac{1000}{i_1 - i_2}$ показує, що питома витрата пари в регенеративному циклї вище, ніж у циклї Ренкіна.

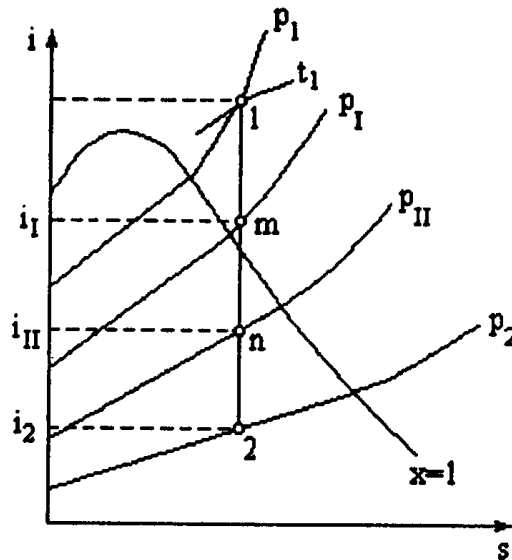


Рис. 3.32

У той же час питома витрата теплоти на вироблення 1 кг пари (кДж/кг)

$$q'_1 = i_1 - 4,1868t'_1$$

у регенеративному циклі виявляється меншою, ніж у циклі Ренкіна без регенерації $q_1 = i_1 - 4,1868t_2$, де t'_1 – температура живильної води після її підігріву в регенераторах.

Термічний ККД циклу Ренкіна з регенерацією визначається за формулою:

$$\eta'_t = \frac{l'_y}{q'_1},$$

де l'_y – корисна робота циклу з регенерацією.

Через те, що частина пари, яка проходить через турбіну, направляється на підігрів живильної води й не бере участі у виробленні корисної роботи на лопатках турбіни, корисна робота в циклі Ренкіна з регенерацією буде менше корисної роботи звичайного циклу Ренкіна (при однакових початкових і кінцевих параметрах) $l'_y < l_y$.

Однак розрахунки показують, що зменшення витрати теплоти виявляється більшим, ніж зменшення корисної роботи, тому: $\eta'_t > \eta_t$.

Збільшення ККД циклу Ренкіна з регенерацією відбувається за рахунок збільшення середньої температури підведення теплоти при однаковій кінцевій температурі відводу теплоти.

Таким чином, застосування регенеративного підігріву живильної води приводить до наступного:

1. Збільшується ККД ПАП на 10-12% і тим більшою мірою, чим вище тиск пари.
2. Зменшується кількість пари, що проходить через останні рівні турбіни, а, отже, зменшуються і їхні габарити.
3. Зменшується поверхня нагрівання водяних економайзерів. При цьому, щоб не знизити ККД котельні установки, теплоту газів, прагнуть максимально використати для підігріву повітря, що надходить у парогенератор, у повітряних підігрівниках.

На закінчення слід відзначити, що введення регенерації може бути вигідним лише до певної температури підігріваної в регенераторах живильної води, перевищення якої приводить до необхідності відбирати для цих цілей з турбіни пар більше високих параметрів. У цьому разі може виникнути ситуація, коли зменшення корисної роботи на лопатках турбіни виявиться більшим, ніж зменшення кількості теплоти, затрачуваної на вироблення 1 кг пари, а питома витрата теплоти на одиницю роботи через збільшення питомої витрати пари буде зростатиме. У зв'язку з цим вигода, одержувана від застосування регенерації, буде зменшуватися й за певних умов може виявитися рівною нулю. Тому для кожної теплової електричної станції існує певна температура живильної води, що підігрівається в регенераторах, що дає максимальне збільшення ККД.

Термічний ККД циклу Ренкіна становить 30-40%. Це означає, що 70-60% теплоти, затрачуваної на одержання пари, віддається холодному джерелу теплоти (теплота q_2). Крім чисто термодинамічних втрат у паросиловій установці є втрати, пов'язані з роботою встаткування (котлоагрегат, трубопроводи, турбогенератор та ін.). Його ККД становить 90-98%.

Низький ККД паросилової установки пояснюється малою економічністю основного процесу перетворення теплоти в роботу в циклі Ренкіна. Це пов'язано в першу чергу з тим, що в парогенераторі теплообмін протікає при великій кінцевій різниці температур між гарячими газами й робочим тілом (пара). Саме тут у результаті необоротного теплообміну відбуваються найбільші втрати працездатності (ексергії) теплоти.

3.4.8. Цикли парогазових установок

У парогазових установках використовують два робочих тіла – гарячий газ (продукти згоряння палива) у газотурбінних двигунах і водяна пара в парових

турбінах. Ці установки є типовими бінарними установками з коефіцієнтом заповнення, що наближається до одиниці. Під коефіцієнтом заповнення в цьому разі розуміється відношення площі даного циклу в Ts -діаграмі до площі циклу Карно, виконуваного в тому ж інтервалі температур.

Застосування парогазових циклів дозволяє значно підвищити ККД установки й знизити капітальні витрати на її утримання. Найважливішим фактором підвищення ККД є використання продуктів згоряння палива як робочого тіла в області високих температур (у газовій турбіні) і водяної пари в області низьких температур (у паровій турбіні).

Ідеальний парогазовий цикл, в якому температури робочих тіл при підведенні й відводі теплоти постійні й дорівнюють температурам відповідних теплоджерел зображених на рис. 3.33.

Цей цикл відповідає зворотному циклу Карно. Тут площа 1-2-5-4-1 зображує кількість корисної теплоти, використовуваної в газовій частині циклу, а площа 3-4-5 - кількість теплоти парової частини. У процесі 4-5 відбувається передача теплоти від газової частини до парової. Наприклад, при температурах $t_1 = 800^\circ\text{C}$ й $t_2 = 10^\circ\text{C}$ термічний ККД циклу Карно $\eta_t = 0,74$. Однак у реальних умовах цикл Карно нездійснений і можна створити установки, що в тій або іншій мірі наближаються до цього циклу.

Існують дві основних схеми парогазових установок. У першому типі установок газоподібні продукти згоряння й водяна пара змішуються один з одним, потім надходять у турбіну.

У другому типі робочі тіла, кожне окремо, направляються відповідно в газову й парову частини установки.

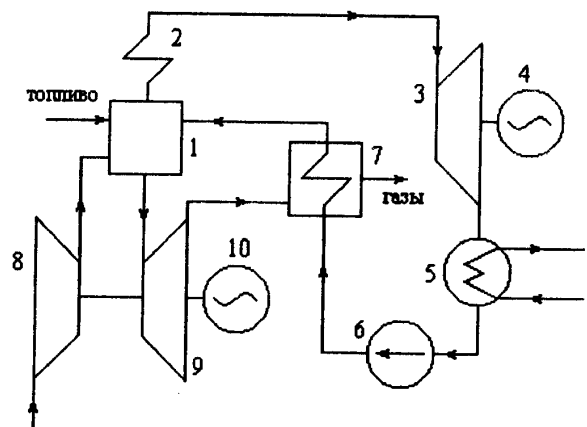


Рис. 3.33

Схема парогазової установки з розділними потоками продуктів згоряння й водяної пари подана на рис. 3.33. Тут; 1 - парогенератор; 2 - пароперегрівник; 3 - парова турбіна; 4 - електричний генератор, з'єднаний з паровою турбіною; 5 - конденсатор; 6 - живильний насос; 7 - газоподігрівник; 8 - компресор для подачі стиснутого повітря в парогенератор; 9 - газова турбіна; 10 - електрогенератор, з'єднаний з газовою турбіною.

У цій установці повітря після стиску в компресорі подається у високонапірний парогенератор, який працює на газовому або рідкому паливі при постійному тиску. Теплота продуктів згоряння частково витрачається на паротворення і перегрів пари в парогенераторі. Продукти згоряння зі зниженою температурою направляються в газову турбину й після неї в газопровідний підігрівник для підігріву живильної води, що направляється в парогенератор.

Цикл такої установки в Ts -діаграмі зображений на рис. 3.34.

Тут 1-2-3-4-5-6-1 - пароводяний цикл й 1'-2'-3'-4' - газовий. Кількість теплоти, підведена в парогенераторі, зображується площею $a-4'-5'-e-a$ з цієї кількості теплоти в паровій частині підводиться теплота, чисельно рівна площі $z-1'-5'-e-c$, і в газовій частині - $a-4'-1'-c-a$. У процесі 4-5 відбувається передача теплоти від газів до живильної води в газопровідному підігрівнику (регенеративний підігрів).

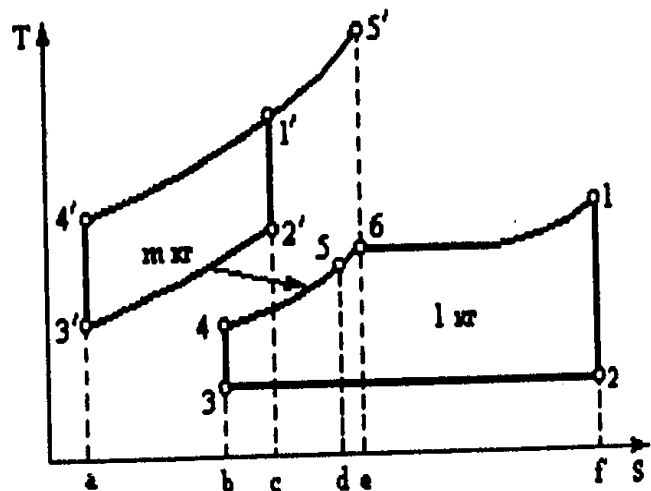


Рис. 3.34

Питома корисна робота пароводяного циклу $l'_B = (i_1 - i_2)\eta_{п.т.} - \frac{(i_4 - i_3)}{\eta_H}$.

Газового циклу $l'_G = m(i_1 - i_2)\eta_{г.т.} - \frac{(i'_4 - i'_3)}{\eta_K}$, де $\eta_{п.т.}, \eta_{г.т.}, \eta_H, \eta_K$ -

відповідно відносні внутрішні ККД парової турбіни, газової турбіни, насоса й компресора.

Питома кількість теплоти, отримана обома робочими тілами в теоретичному циклі $q_1 = m(i'_1 - i'_4) + (i_1 - i_5)$.

Звідси термічний ККД парогазового циклу буде

$$\eta_t = \frac{(i_1 - i_2) + m(i'_1 - i'_4) - (i_4 - i_3) - (i'_4 - i'_3)}{(i_1 - i_5) + m(i'_1 - i'_4)}.$$

Ефективними парогазовими установками є установки зі скиданням відхідних газів, газових турбін у парогенератори. Застосування в цьому випадку парової й газової регенерації значно підвищує ККД всієї установки, що може досягати значень 0,4 - 0,45.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Як зображується цикл Карно в області вологої пари в Ts - і pv -діаграмах?
2. Чому цикл Карно у вологій парі в паросилових установках не застосовується?
3. Як називається цикл, застосовуваний у паросилових установках? Як він зображується в діаграмах Ts й pv ?
4. Як обчислюються корисна робота й термічний ККД циклу Ренкіна?
5. Як впливають параметри пари p_1 , p_2 і T_1 на термічний ККД циклу Ренкіна? Проаналізуйте цей вплив за допомогою діаграми Ts водяної пари.
6. З якою метою вводиться проміжний перегрів пари? Які цикл і схема ПАП із проміжним перегрівом пари?
7. Як обчислюється термічний ККД циклу з проміжним перегрівом пари?
8. Як здійснюється регенерація тепла стосовно до циклу ПАП? Які основні схеми регенеративного підігріву живильної води?
9. Як зображується найпростіша змішуючи схема, що змішує, регенеративного підігріву живильної води з двома відборами пари? Як обчислюються в цьому разі робота циклу l , підведена теплота q_1 , термічний ККД і питома витрата пари?
10. До чого приводить регенеративний підігрів живильної води в циклах Карно?
11. Чому застосовуються бінарні цикли?
12. Що таке коефіцієнт заповнення циклу АТ?
13. Які принципова схема й теплова діаграма Ts ртутно-водяної бінарної установки?
14. Яких значень досягає коефіцієнт заповнення циклу АТ і термічний ККД η_t , для ртутно-водяної бінарної установки?

ЗАДАЧА

Задача 1. В ідеальному циклі Ренкіна початкова температура пари й кінцевий тиск відповідно рівні $t_1 = 600^\circ\text{C}$, $p_2 = 0,02$ МПа. Визначити термічний ККД для випадків, коли: 1) початковий тиск $p_1 = 3,0$ МПа; 2) $p_1 = 6,0$ МПа; 3) $p_1 = 12,0$ МПа.

Вирішення. Термічний ККД ідеального циклу Ренкіна
$$\eta_t = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_2'}$$

За таблицями водяної пари знаходимо:

1. $i_1 = 3681,5$ кДж/кг; $i_2 = 2476$ кДж/кг; $i_2' = 251,46$ кДж/кг;

$$\eta_t = (3681,5 - 2476) / (3681,5 - 251,46) = 0,35.$$

$$2. i_1 = 3657,2 \text{ кДж/кг}; i_2 = 2364 \text{ кДж/кг};$$

$$\eta_t = (3657,2 - 2364) / (3657,2 - 251,46) = 0,38;$$

$$3. i_1 = 3607,0 \text{ кДж/кг}; i_2 = 2240 \text{ кДж/кг};$$

$$\eta_t = (3607 - 2240) / (3607,0 - 251,46) = 0,407.$$

Збільшення початкового тиску приводить до зростання термічного ККД циклу Ренкіна.

Задача 2. Знайти термічний ККД циклу Ренкіна при наступних початкових параметрах: $p_1 = 6,0 \text{ МПа}$, $t_1 = 400^\circ\text{C}$. Розглянути випадок, коли кінцевий тиск $p_2 = 0,1 \text{ МПа}$; $p_2 = 0,02 \text{ МПа}$; $p_2 = 0,003 \text{ МПа}$.

Вирішення. Термічний ККД циклу Ренкіна
$$\eta_t = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_2'}$$

$$1. i_1 = 3178,6 \text{ кДж/кг}; i_2 = 2370 \text{ кДж/кг}; i_2' = 417,51 \text{ кДж/кг};$$

$$\eta_t = (3178,6 - 2370) / (3178,6 - 417,51) = 0,29.$$

$$2. i_1 = 3178,6 \text{ кДж/кг}; i_2 = 2158 \text{ кДж/кг}; i_2' = 251,46 \text{ кДж/кг};$$

$$\eta_t = (3178,6 - 2158) / (3178,6 - 251,46) = 0,349.$$

$$3. i_1 = 3178,6 \text{ кДж/кг}; i_2 = 1942 \text{ кДж/кг}; i_2' = 101,0 \text{ кДж/кг};$$

$$\eta_t = (3178,6 - 1942) / (3178,6 - 101,0) = 0,4.$$

Зменшення кінцевого тиску при однакових початкових параметрах приводить до збільшення термічного ККД циклу Ренкіна.

Задача 3. Паротурбінна установка працює за циклом Ренкіна з перегрітою парою при початкових параметрах $p_1 = 3,0 \text{ МПа}$, $t_1 = 500^\circ\text{C}$ і кінцевим тиском $p_2 = 0,004 \text{ МПа}$. Визначити термічний ККД циклу й питому витрату пари.

Вирішення. За is -діаграмою знаходимо:

$$i_1 = 3456,4 \text{ кДж/кг}; i_2 = 2178 \text{ кДж/кг}; x_2 = 0,845; i_2' = 121,4 \text{ кДж/кг}.$$

$$\text{Термічний ККД циклу Ренкіна } \eta_t = (3456,4 - 2178) / (3456,4 - 121,4) = 0,38.$$

$$\text{Питома витрата пари } d = \frac{1000}{i_1 - i_2} = 0,78 \text{ кг/МДж}.$$

Якщо двигун працює на сухій насиченій парі, то $i_1 = 2802 \text{ кДж/кг}$; $i_2 = 1868 \text{ кДж/кг}$; $i_2' = 121,4 \text{ кДж/кг}$.

$$\text{Термічний ККД циклу } \eta_t = (2802 - 1868) / (2802 - 121,4) = 0,348.$$

Питома витрата пари $d = \frac{1000}{i_1 - i_2} = 1,07 \text{ кг/МДж.}$

3.5. ЦИКЛИ ХОЛОДИЛЬНИХ МАШИН

Холодильними машинами або термокомпресорами називають машини, що безупинно підтримують температуру тіл нижче температури навколишнього середовища.

Холодильні машини підрозділяються на повітряні (газові), парові, пароежекторні, абсорбційні, а також машини, принцип дії яких заснований на ефектах Пельтьє і Ранка-Хільша.

У повітряній холодильній машині як холодильний агент використовується атмосферне повітря. Ці установки не одержали великого поширення через малий холодильний коефіцієнт і складність конструкції.

У парових (парокомпресорних) холодильних установках робочим тілом є пари різних речовин - аміаку NH_3 , вуглекислоти CO_2 , сірчистого ангідриду SO_2 , фреонів (фторохлорпрохідних вуглеводнів). Через простоту конструкції (у порівнянні з повітряними), високу холодопродуктивність й велику надійність роботи, ці установки одержали велике поширення в техніці.

У пароежекторних й абсорбційних холодильних установках для одержання низьких температур затрачується не механічна робота (як у парових або газових), а теплота робочого тіла з високою температурою. У пароежекторної установці для стиску холодильного агента використовується кінетична енергія струменя пари деякої речовини. Ці установки відрізняються невисоким холодильним ефектом й у промисловості застосовуються мало. Більше поширення одержали абсорбційні холодильні машини, в яких для одержання низьких температур використовується (як й у пароежекторних) енергія у вигляді теплоти. Термодинамічно ці установки менш досконалі, чим парові, але вони значно простіші за конструкцією (через відсутність компресора), дешевші, більше надійні в роботі й тому одержали велике поширення.

Холодильні установки, принцип дії яких заснований на використанні ефектів Пельтьє і Ранка-Хільша, прості за конструкцією - не мають деталей, що рухаються. Однак вони не одержали поширення через низькі значення холодильного коефіцієнта.

Холодильні машини працюють за зворотним циклом, тобто циклом, зображеному в теплових діаграмах ($p\nu$, Ts , is) у напрямку проти напрямку годинникової стрілки. Найвигіднішим циклом холодильної машини, здійснюваним між двома джерелами тепла з температурами T_1 і T_2 , є оборотний зворотний цикл Карно, що складається з двох ізотерм і двох адіабат (рис. 3.35).

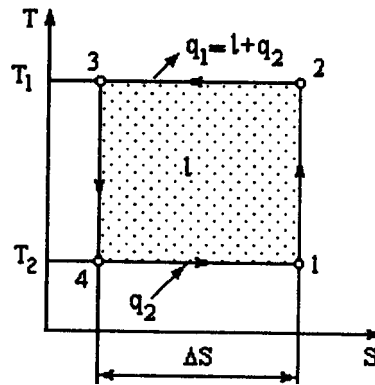


Рис. 3.35

Розглянемо процеси циклу: 1-2 - адіабатний стиск робочого тіла (холодоагента); 2-3 - ізотермічний стиск з відводом теплоти q_1 у навколишнє середовище; 3-4 - адіабатне розширення; 4-1 - ізотермічне розширення з підведенням теплоти q_2 до холодоагента від охолоджуваного в холодильнику тіла.

Як характеристика термодинамічної ефективності холодильного циклу прийнята величина $\varepsilon = \frac{q_2}{l}$,

де l – затрачена механічна робота, рівна площі 12341.

Величина ε називається холодильним коефіцієнтом або коефіцієнтом холодопродуктивності. Для зворотного циклу Карно

$$\varepsilon_k = \frac{q_2}{l} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{T_2 \Delta s}{T_1 \Delta s - T_2 \Delta s} = \frac{T_2 \Delta s}{T_1 \Delta s - T_2 \Delta s} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}.$$

Холодильний коефіцієнт зворотного циклу Карно має найбільше значення в порівнянні з іншими циклами холодильних машин, здійснюваними в тому ж інтервалі температур теплджерел.

З формули для ε_k видно, що зі збільшенням температури T_1 й зменшенням температури T_2 коефіцієнт холодопродуктивності зменшується і при $T_2 \rightarrow 0$ $\varepsilon_k \rightarrow 0$. Робота L і потужність N , необхідні для здійснення зворотного циклу, визначаються за формулами: $L = \frac{Q}{\varepsilon}$; $N = \frac{L}{1000}$, де Q –

холодопродуктивності (кількість теплоти, що виділяється від охолоджуваного тіла в одиницю часу).

3.5.1. Цикл повітряної холодильної установки

Схема повітряної холодильної установки подана на рис. 3.36.

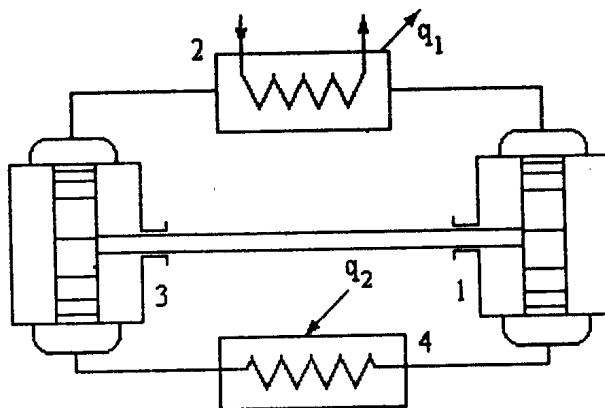


Рис. 3.36

Принцип її дії полягає в наступному. У компресорі 1 повітря стискається до тиску p_2 і нагнітається в теплообмінник (охолоджувач) 2, де від нього виділяється частина теплоти в кількості q_1 , отриманий в результаті стиску. Потім стиснуте повітря надходить у розширювальний циліндр або детандер 3, де розширюється до початкового тиску. При розширенні температура повітря знижується до $-(60-70)^\circ\text{C}$. Холодне повітря направляється в теплообмінник (охолоджуване приміщення) 4, де до нього підводиться теплота в кількості q_2 .

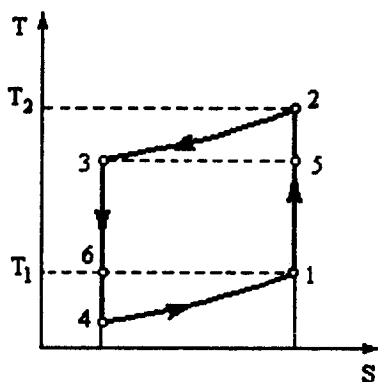


Рис. 3.37

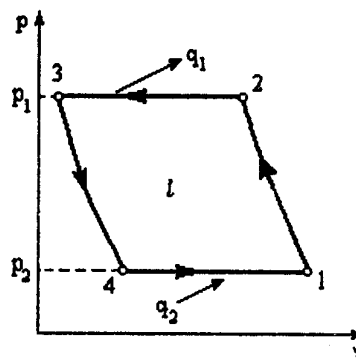


Рис. 3.38

На рис. 3.37 і 3.38 представлені діаграми ідеального циклу повітряної холодильної установки в Ts - і pv -координатах. Розглянемо процеси циклу. 1-2 - адіабатний стиск повітря в компресорі 1 від тиску p_1 до тиску p_2 , 2-3 - ізобарний процес відводу теплоти q_1 зовнішньому джерелу, що супроводжується зниженням температури робочого тіла від T_2 до T_3 ; 3-4 -

адіабатне розширення робочого тіла в детандері 3 зі зниженням температури від T_3 до T_4 ; 4-1 - ізобарне підведення теплоти до робочого тіла в теплообміннику 4 зі зростанням його температури від T_4 до T_1 .

Робота, витрачена в циклі, буде $l = q_1 - q_2 = c_p(T_2 - T_3 - T_1 + T_4)$.

Звідси
$$\varepsilon = \frac{q_2}{l} = \frac{T_1 + T_4}{(T_2 - T_3) - (T_1 - T_4)} = \frac{1}{[(T_2 - T_3)/(T_1 - T_4)] - 1}.$$

Для адіабатних процесів 1-2 й 3-4 можна записати

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \text{ и } \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{p_3}{p_4}\right)^{\frac{k-1}{k}}$$

Оскільки $p_2 = p_3$, $p_1 = p_4$, то $\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4}$. Звідси $\frac{T_2 - T_3}{T_1 - T_4} = \frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4}$

Формула для холодильного коефіцієнта в остаточному вигляді буде

$$\varepsilon = \frac{T_1}{T_2 - T_1} = \frac{1}{\frac{T_1}{T_2} - 1} = \frac{1}{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1}.$$

Таким чином, холодильний коефіцієнт залежить тільки від відношення тисків p_2 / p_1 .

Цикл, зображений на рис. 3.37 і 3.38, називається циклом Лоренца. Зрівняємо його холодильний коефіцієнт із коефіцієнтом еквівалентного зворотного оборотного циклу Карно, що визначається за формулою (3.6). Ця формула стосовно до циклу Карно 1-5-3-6, зображеному на рис. 3.38, має

вигляд
$$\varepsilon_k = \frac{q_2}{l} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{T_1}{T_2 - T_1}.$$

Оскільки $T_3 < T_2$, то $\varepsilon_k > \varepsilon$. Більш низький холодильний коефіцієнт циклу повітряної холодильної установки пояснюється необоротністю теплообміну в ізобарних процесах відводу (2-3) і підведення (4-1) теплоти до робочого тіла, Оскільки ці процеси протікають при кінцевій різниці температур.

3.5.2. Цикл парової компресорної холодильної установки

У парокомпресорних холодильних установках як робоче тіло використовуються низькокиплячі рідини. Завдяки цьому робочий цикл можна розташувати у двофазній області стану, в якому ізобарні процеси підведення і

відводу теплоти можна замінити на ізотермічні й тим самим зменшити втрати, пов'язані з необоротністю процесів.

Принципова схема установки подана на рис. 3.39, а діаграма циклу в Ts -координатах - на рис. 3.40.

Установка працює в такий спосіб. У компресорі 1 відбувається адіабатний стиск пари (процес 1-2). У конденсаторі 2 холодильний агент спочатку охолоджується (процес 2-2') при постійному тиску й потім конденсується (процес 2'-3) з віддачею в навколишнє середовище теплоти q_1 . У дросельному вентилі 3 відбувається процес дроселювання (процес 3-5) з перетворенням рідини у вологу пару. У випарнику 4 волога пара приймає теплоту q_2 , і рідина, що міститься в ньому, випаровується (процес 5-1).

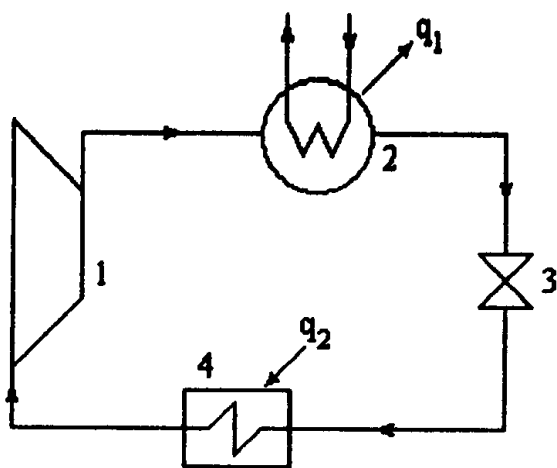


Рис. 3.39

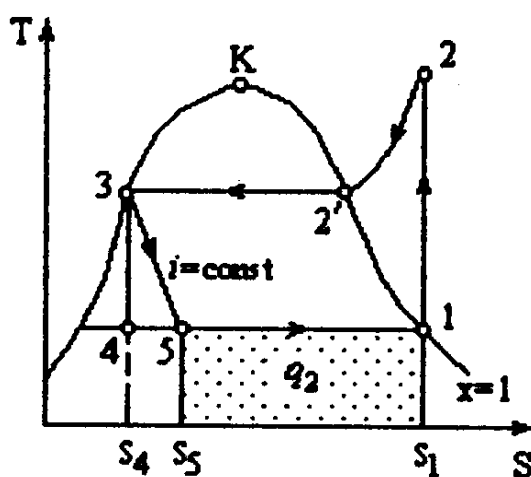


Рис. 3.40

Процес дроселювання у дросельному вентилі є істотно необоротним процесом і на діаграмі зображується умовною кривою 3-5. Якщо замість дросельного вентиля застосовувати детандер (розширювальний циліндр), то процес протікав би по лінії 3-4. Таким чином, заміна розширювального циліндра дросельним вентилям викликає деяку втрату холодопродуктивності, вимірювану площею фігури s_445s_5 й викликану зростанням ентропії робочого тіла. Отже застосування дросельного вентиля приводить до зменшення кількості теплоти q_2 , одержуваної від охолоджуваних тел. Позитивними сторонами застосування дросельного вентиля є можливість легко регулювати тиск пари, а також максимальна простота конструкції. Холодильний коефіцієнт цієї установки визначається за формулою:

$\varepsilon = \frac{q_2}{l_u}$, де $l_u = i_2 - i_1$ - питома робота, витрачена при адіабатному стиску пари в компресорі;

$q_2 = i_1 - i_3 = i_1 - i_4$ – питома кількість теплоти, сприймана паром у випарнику.

Звідси $\varepsilon = \frac{i_1 - i_4}{i_2 - i_1}$.

Величина холодильного коефіцієнта, що визначаються за цією формулою, на 15-20% нижче в, і значно вище, ніж у повітряних холодильних машин.

3.5.3. Цикл холодильної установки абсорбційного типу

Абсорбційні холодильні установки істотно відрізняються від усіх інших простотою конструкції. Холодильний ефект у них виходить не за рахунок витрати енергії у формі механічної роботи, а за рахунок енергії у формі теплоти. Для абсорбційної установки підбираються дві рідини, які повністю розчиняються одна в одній мають різні температури кипіння. Процес поглинання всієї маси одного тіла іншим називається абсорбцією. При цьому легкокипляча рідина використовується як холодильний агент, а рідина з більше високою температурою кипіння - як абсорбент.

Принципова схема установки представлена на рис. 3.41. Розглянемо її роботу. У парогенераторі 1 у результаті підведення теплоти q_1 холодильний агент випаровується з абсорбенту у вигляді майже сухої насиченої пари. У конденсаторі 2 він повністю конденсується, віддаючи теплоту паротворення охолодній воді. У дросельному вентилі 3 холодильний агент дроселюється, що супроводжується зменшенням тиску й температури та збільшенням об'єму. У теплообміннику 4 відбувається передача холодильному агенту теплоти q_2 від охолоджуваних тел. В абсорбері 5 відбувається з'єднання холодильного агента з абсорбентом, що надходить через дроселюючий вентиль 7. Отримана суміш насосом 6 направляється в парогенератор 1.

Холодильний коефіцієнт абсорбційної установки визначається за формулою:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{q_1}.$$

Абсорбційні холодильні установки одержали велике поширення через те, що вони прості, надійні й дешеві у виготовленні. Слід однак зазначити, що термодинамічно вони менш досконалі, ніж парові.

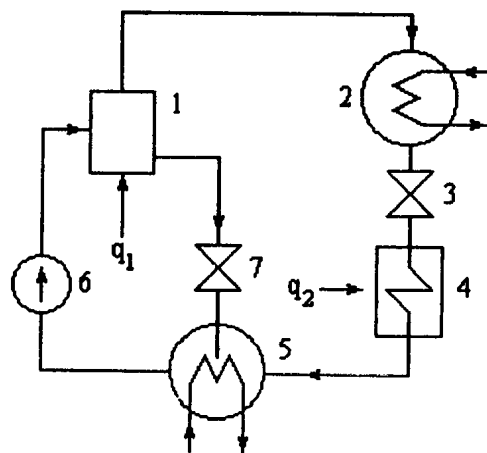


Рис. 3.41

3.5.4. Цикл пароежекторної холодильної установки

Принципова схема пароежекторної холодильної установки представлена на рис. 3.42. З випарника 1 пар холодильного агента надходить у камеру змішання ежектора 2. Сюди ж одночасно подається пара з котла 6. Отримана в камері змішання суміш пари стискується в дифузорі ежектора. Надходячи в конденсатор 3, пара конденсується з віддачею теплоти паротворення. Після конденсатора частина рідини дроселюється в дросельному вентилі 4, де відбувається падіння тиску й температури. Інша її частина за допомогою живильного насоса 5 направляється в котел 6, де вона знову за допомогою підведеної ззовні теплоти q_1 перетворюється в пару. Холодильний коефіцієнт у

цьому разі визначається за формулою: $\varepsilon = \frac{q_2}{q_1}$, де q_2 – питома кількість теплоти, підведена до робочого тіла у випарнику; q_1 – питома кількість теплоти, підведена до робочого тіла в котлі.

Пароежекторні холодильні установки відрізняються простотою конструкції, надійністю в роботі й малими габаритами. Але вони мають низьку теплову економічність і термодинамічно менш досконалі, ніж парокомпресорні холодильні установки.

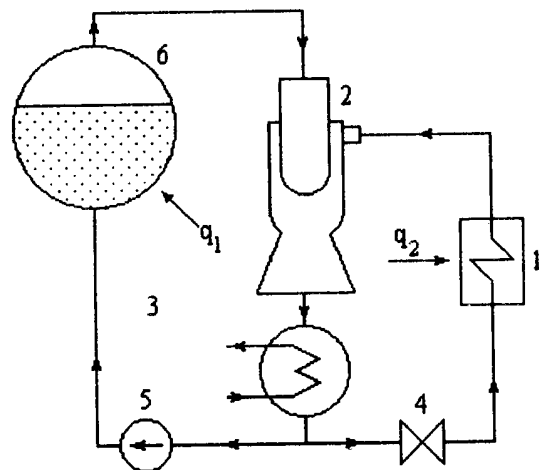


Рис. 3.42

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що називається холодильними машинами або термокомпресорами?
2. Як здійснюється зворотний цикл Карно?
3. Яка величина прийнята для характеристики термодинамічної ефективності роботи холодильної машини?
4. За якою формулою розраховується холодильний коефіцієнт зворотної установки?
5. Як виглядають принципова схема й цикл повітряної холодильної установки?
6. Як виглядають принципова схема й цикли ідеальних і реальної парових компресорних холодильних установок?

7. Що таке тепловий насос?
8. Що таке термотрансформатор?
9. Яким образом абсорбційну холодильну установку можна використати в якості термотрансформатора?
10. Поясніть принцип одержання низьких температур за допомогою вихрової труби.
11. В яких випадках тепловий насос доцільно використати для опалення будинку?

ЗАДАЧІ

Задача 1. У повітряній холодильній установці повітря в холодильній камері має тиск $p = 0,2$ МПа й температуру $t_1 = -20^\circ\text{C}$. Після адіабатного стиску в компресорі до тиску $p_1 = 0,5$ МПа повітря направляється в охолоджувач, де його температура знижується до $t_3 = +15^\circ\text{C}$. У турбогенераторі відбувається адіабатне розширення повітря до початкового тиску. У холодильній камері повітря нагрівається до температури $t_1 = -20^\circ\text{C}$ і потім знову надходить в компресор (див. рис. 3.37 й 3.38).

Знайти температуру повітря, що надходить у холодильну камеру, холодопродуктивність, холодильний коефіцієнт і теоретичну роботу, затрачувану в циклі. Визначити також холодильний коефіцієнт для установки, яка працює по зворотному циклі Карно в тому ж інтервалі температур [13].

Вирішення. Температуру повітря, що надходить у холодильну камеру, визначаємо з адіабатного процесу 3-4

$$T_4 = T_3 \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} = T_3 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 288 \cdot \left(\frac{0,2}{0,5} \right)^{\frac{1,4-1}{1,4}} = 221,7 \text{ К.}$$

Температуру повітря, що виходить з компресора, визначаємо з адіабатного процесу 1-2: $T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 253 \cdot 2,5^{0,286} = 328,7 \text{ К.}$

Питома робота, витрачена в компресорі, буде

$$i_k = i_2 - i_1 = \bar{c}_p (T_1 - T_2) = 1,012 \cdot (328,7 - 253) = 76,6 \text{ кДж/кг.}$$

Питома робота в турбогенераторі

$$i_k = i_2 - i_1 = \bar{c}_p (T_3 - T_4) = 1,012 \cdot (288 - 221,7) = 67,1 \text{ кДж/кг.}$$

Робота циклу $l_0 = l_k - l_{m\partial} = 76,6 - 67,1 = 9,5 \text{ кДж/кг.}$

Питому холодопродуктивність повітря визначаємо за формулою:

$$q_2 = i_1 - i_4 = \bar{c}_p (T_1 - T_4) = 1,012 \cdot (253 - 221,7) = 31,3 \text{ кДж/кг.}$$

Холодильний коефіцієнт установки $\varepsilon = \frac{q_2}{l_0} = \frac{31,3}{9,5} = 3,29.$

Холодильний коефіцієнт установки, який працює за циклом Карно, для того ж інтервалу температур $\varepsilon_k = \frac{T_1}{T_3 - T_1} = \frac{253}{288 - 253} = 7,23.$

ТЕСТОВА ЗАДАЧА ЗА МОДУЛЕМ «ТЕРМОДИНАМІКА»

(приклад виконання розрахунково-графічної роботи)

Міністерство освіти і науки України

Харківська національна академія міського господарства

Факультет : Інженерної екології міст
Кафедра: Експлуатації газових і теплових систем
Спеціальність: Теплогазопостачання і вентиляція

РОЗРАХУНКОВО-ПОЯСНЮВАЛЬНА ЗАПИСКА ДО РОЗРАХУНКОВО-ГРАФІЧНОЇ РОБОТИ З ДИСЦИПЛІНИ «ТЕХНІЧНА ТЕРМОДИНАМІКА»

Керівник проекту: _____

Дата «__» _____ 2009 р.

Підпис _____

Розробив студент(ка)

Група: _____

Дата «__» _____ 2009 р.

Підпис _____

Харків 2009

ЗАДАЧА
 для виконання розрахунково-графічної роботи
**«Розрахунок термодинамічного циклу парокомпресійної холодильної
 машини системи кондиціювання повітря»**
 з дисципліни «Технічна термодинаміка»

Виконати розрахунок термодинамічного циклу фреонової парокомпресійної холодильної машини системи кондиціювання повітря, що охолоджує зовнішнє повітря в поверхневому повітроохолоджувачі безпосереднього випару при таких вихідних даних:

- витрата подаваного в приміщення повітря $L_{пр}$, м³/год., його температуру $t_{пр}$, ° і відносну вологість $\phi_{пр}$, %, прийняти за таблицею 1 залежно від значення останніх двох цифр номера залікової книжки студента;
- початкові параметри оброблюваного повітря – температуру t_n , °, і ентальпію I_n , кДж/кг, прийняти відповідно до параметрів клімату «Б» за таблицею 2 залежно від першої букви прізвища студента;
- як холодоагент прийняти фреон-12.

Таблиця 1 - Вихідні дані

Варіант: остання цифра залікової книжки	Температура подаваного в приміщення повітря: $t_{пр}$, °	Відносна вологість подаваного в приміщення повітря: $\phi_{пр}$, %	Варіант: <u>передостання</u> цифра залікової книжки	Витрата подаваного в приміщення повітря: $L_{пр}$, м ³ /годину
1	18	50	1	1000
2	19	60	2	2000
3	20	70	3	3000
4	21	50	4	4000
5	22	60	5	5000
6	23	70	6	6000
7	22	50	7	7000
8	21	60	8	8000
9	20	70	9	9000
0	19	50	0	10000

Таблиця 2 - Параметри зовнішнього повітря

№ п/п	Населений пункт	Атм. тиск, гпа	Параметри клімату «Б»		Абсолютний максимум t, °	Варіант: перша буква прізвища
			t, °	I, кДж/кг		
1.	Бердянськ	1010	30,5	60,7	39	А
2.	Вінниця	970	27,3	56,9	38	Б
3.	Дніпропетровськ	1010	31,0	57,4	40	В
4.	Донецьк	990	30,4	58,6	40	Г
5.	Житомир	990	27,7	56,1	38	Д
6.	Запоріжжя	1010	31,2	58,6	41	Ж
7.	Ізмаїл	1010	31,8	61,5	38	З
8.	Київ	990	28,7	56,1	39	Е
9.	Кіровоград	990	29,7	57,4	40	Ё
10.	Луганськ	1010	31,8	58,6	41	И
11.	Львів	970	26,4	57,4	37	К
12.	Маріуполь	1010	31,8	60,7	40	Л
13.	Миколаїв	1010	31,0	62,0	40	М
14.	Одеса	1010	28,6	62,0	37	Н
15.	Полтава	990	29,4	56,5	38	О
16.	Рівне	970	25,1	55,3	38	П
17.	Севастополь	1010	29,4	64,5	40	Р
18.	Сімферополь	970	31,8	63,2	40	С
19.	Слов'янськ	990	31,2	58,2	40	Т
20.	Суми	990	28,2	55,3	38	У
21.	Тернопіль	970	26,8	57,4	37	Ф
22.	Ужгород	990	28,1	58,6	40	Х
23.	Умань	990	28,7	57,8	38	Ц
24.	Херсон	1010	30,6	61,5	39	Ч
25.	Хмельницький	1010	27,4	62,0	36	Ш
26.	Черкаси	990	29,1	57,8	38	Щ
27.	Чернігів	990	27,8	54,4	39	Э
28.	Чернівці	1010	28,4	62,0	38	Ю
29.	Ялта	1010	30,5	64,5	39	Я

1. ВИЗНАЧЕННЯ ВИТРАТИ ХОЛОДУ

Вихідні дані:

Витрата приточного повітря $L_{np} = 10000 \text{ м}^3/\text{год.}$, параметри повітря:

- до охолодження (зовнішнє повітря): $I_n = 56,1 \text{ кДж/кг}$, $t_n = 29,4 \text{ }^\circ\text{C}$;
- після охолодження(приточне повітря): $t_{np} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$, $\varphi = 60 \text{ \%}$.

1. Визначаємо щільність приточного повітря при $t_{np} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$:

$$\rho_t = \rho_0 \cdot \frac{273}{273 + t_{np}} = 1,293 \cdot \frac{273}{273 + 20} = 1,205 \text{ кг/м}^3;$$

тут: $\rho_0 = 1,293 \text{ кг/м}^3$ – щільність _повітря_ при $t_0 = 0^\circ \text{C}$.

2. За таблицями теплофізичних властивостей вологого повітря (див. Додаток 1) визначаємо парціальний тиск водяної пари у повітрі при повному насиченні ($\varphi = 100 \text{ \%}$) при $t_{np} = 20^\circ \text{C}$: $P_{nn} = 2330 \text{ Па}$;

3. Визначаємо парціальний тиск водяної пари при $\varphi = 60 \text{ \%}$:

$$P_n = P_{nn} \cdot \frac{\varphi}{100} = 2330 \cdot \frac{60}{100} = 1398 \text{ Па};$$

4. Визначаємо щільність вологого повітря при $\varphi = 60 \text{ \%}$:

$$\rho_{vl} = \rho_t - 0,00132 \cdot \frac{P_n}{273 + t_n} = 1,205 - 0,00132 \cdot \frac{1398}{273 + 20} = 1,1987 \text{ кг/м}^3;$$

5. Визначаємо масову витрату подаваного вологого повітря:

$$G_{vl} = L_{np} \cdot \frac{\rho_{vl}}{3600} = 10000 \cdot \frac{1,1987}{3600} = 3,33 \text{ кг/с};$$

6. Визначаємо вологовміст приточного повітря при температурі $t_{np} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ и вологість $\varphi = 60 \text{ \%}$:

$$d_{np} = \frac{623 \cdot \varphi \cdot P_{nn}}{100 \cdot (B - \varphi \cdot P_{nn} / 100)} = \frac{623 \cdot 60 \cdot 2330}{100 \cdot (101325 - 60 \cdot 2330 / 100)} = 8,71 \text{ г/кг};$$

Тут: B - атмосферний тиск, (Па), у населеному пункті за кліматичною характеристикою (див. табл. 2 вихідних даних). Довідка: $1 \text{ гПа} = 100 \text{ Па}$.

7. Визначаємо масову витрату сухого повітря:

$$G = \frac{G}{(1 + d_{np} / 1000)} = \frac{3,33}{(1 + 8,71 / 1000)} = 3,3 \text{ кг/с};$$

8. Визначаємо ентальпію приточного повітря при вологовмісті $d_{np} = 8,71 \text{ г/кг}$ і температурі $t_{np} = 20^\circ \text{C}$:

$$I_{np} = 2,5 \cdot d_{np} + 1,005 \cdot t_{np} + 0,0018 \cdot t_{np} \cdot d_{np} \text{ — кДж / кг};$$

$$I_{np} = 2,5 \cdot 8,71 + 1,005 \cdot 20 + 0,0018 \cdot 20 \cdot 8,71 = 42,20 \text{ — кДж / кг};$$

9. Визначаємо витрату холоду на охолодження повітря:

$$Q = G \cdot (I_n - I_{np}) = 3,3 \cdot (56,1 - 42,20) = 45,87 \text{ — кВт};$$

10. Визначаємо розрахункову кількість холоду з урахуванням втрат у навколишнє середовище в розмірі 10 %:

$$Q_p = 1,1 \cdot Q = 1,1 \cdot 45,87 = 50,457 \approx 50,5 \text{ — кВт};$$

11. Приймаємо температуру поверхні повітроохолоджувача $t_n = + 10 \text{ }^\circ\text{C}$.

2. ТЕПЛОВИЙ РОЗРАХУНОК ТЕРМОДИНАМІЧНОГО ЦИКЛУ ФРЕОНОВОЇ ХОЛОДИЛЬНОЇ МАШИНИ

Вихідні дані:

- Робоче тіло: фреон-12;
- Розрахункова хладопродуктивність $Q_p = 50,5 \text{ кВт}$;
- Температура конденсації пари фреону в конденсаторі: $t_k = 46 \text{ }^\circ\text{C}$;
- приймається на $7...8...8^\circ\text{C}$ вище абсолютного максимуму температури за кліматичною характеристикою (див. табл. 2 вихідних даних)
- $t_k = 39+7=46 \text{ }^\circ\text{C}$;
- Температура випару пари фреону у випарнику: $t_n = 10 \text{ }^\circ\text{C}$;
- приймається за п. 11 розділу 1, але не нижче $+5 \text{ }^\circ\text{C}$;
- Температура переохолодження фреону після конденсатора: $t_{по} = 37 \text{ }^\circ\text{C}$;
- приймається на $2 \text{ }^\circ\text{C}$ нижче абсолютного максимуму температури по кліматичній характеристиці (див. таблицю 2 вихідних даних)
- $t_{по} = 39-2=37 \text{ }^\circ\text{C}$;

1. За таблицями теплофізичних властивостей фреону-12 (Додаток2)

визначаємо:

- h_1'' - ентальпію сухого насиченої пари, що надходить у компресор при температурі $t_n = 10 \text{ }^\circ\text{C}$, $h_1'' = 556,45 \text{ кДж/кг}$;
- v_1'' - питомий об'єм сухого насиченої пари, що надходить у компресор при температурі $t_n = 10 \text{ }^\circ\text{C}$, $v_1'' = 0,04119 \text{ м}^3/\text{кг}$;

- P_1 - тиск сухого насиченої пари, що надходить у компресор при температурі $t_{\text{и}} = 10^\circ\text{C}$, $P_1 = 0,4235 \text{ МПа}$;
- h_2'' - ентальпію пари наприкінці стиснення при температурі конденсації $t_{\text{к}} = 46^\circ\text{C}$, $h_1'' = 570,53 \text{ кДж/кг}$;
- v_2'' - питомий об'єм сухої насиченої пари, що надходить у компресор при температурі $t_{\text{к}} = 46^\circ\text{C}$, $v_2'' = 0,016 \text{ м}^3/\text{кг}$;
- P_2 - тиск пари наприкінці стиснення при температурі конденсації $t_{\text{к}} = 46^\circ\text{C}$, $P_2 = 1,1111 \text{ МПа}$;
- h_4' - ентальпію рідкої фази після конденсатора (з урахуванням переохолодження) при температурі $t_{\text{по}} = 37^\circ\text{C}$; $h_4' = 567,35 \text{ кДж/кг}$;
- P_4 - тиск рідкої фази після конденсатора при температурі конденсації $t_{\text{по}} = 37^\circ\text{C}$, $P_4 = 0,893 \text{ МПа}$;

Примітка. Теплофізичні властивості фреону-12 і формули для лінійної інтерполяції наведені в Додатку 2.

2. Визначаємо холодопродуктивність 1 кг фреону-12:

$$q_0 = h_1'' - h_4' = 556,45 - 436,14 = 120,31 \text{ кДж/кг};$$

3. Визначаємо теоретичну роботу стиску в компресорі:

$$A_l = h_2'' - h_1'' = 570,53 - 556,45 = 14,08 \text{ кДж/кг};$$

4. Визначаємо кількість тепла, що віддає в навколишнє середовище 1 кг фреону-12 у конденсаторі: $q_k = q_0 + A_l = 120,31 + 14,08 = 134,39 \text{ кДж/кг};$

5. Визначаємо холодильний коефіцієнт циклу: $\varepsilon_T = \frac{q_0}{A_l} = \frac{120,31}{14,08} = 8,54;$

6. Визначаємо масову витрату циркулюючого фреону-12:

$$G = \frac{Q_p}{q_0} = \frac{50,5}{120,31} = 0,419 \text{ кг/с} \times 3600 = 1508 \text{ кг/час};$$

7. Визначаємо об'ємну витрату пари фреону-12, що надходить у компресор:

$$V = G \cdot v_1 = 0,419 \cdot 0,04119 = 0,01726 \text{ м}^3/\text{с} \times 3600 = 62,13 \text{ м}^3/\text{час};$$

8. Визначаємо теоретичну потужність, затрачувану в компресорі:

$$N_T = \frac{Q_p}{\varepsilon_T} = \frac{50,5}{8,54} = 5,91 \text{ кВт}.$$

3. ВИБІР КОМПРЕСОРА ФРЕОНОВОЇ ХОЛОДИЛЬНОЇ МАШИНИ

Вихідні дані:

- Тиск на вході в компресор: $P_u = 0,4235$ МПа;
- Тиск на виході з компресора: $P_k = 1,1111$ МПа;
- Масова витрата фреону-12: $G = 0,376$ кг/з;
- Теоретична робота стиснення: $A_l = 14$ кг/кдж.

1. Визначаємо ступінь стиснення в компресорі: $\varepsilon = \frac{P_k}{P_u} = \frac{1,111}{0,4235} = 2,62;$

2. Ступінь підвищення тиску в компресорі:

$$\Delta P = P_k - P_u = 1,111 - 0,4235 = 0,6875 < 1,67 \text{ МПа};$$

Приймаємо одноступінчастий компресор. (згідно ЗОСТ 26.03-943 - 77 для поршневих компресорів гранична різниця тисків за умовами міцності не повинна перевищувати 1,67 Мпа).

3. Визначаємо об'ємну теоретичну продуктивність компресора з урахуванням перегріву насиченої пари після випарника на 5°C :

$$t'_u = t_u + 5 = 10 + 5 = 15^\circ\text{C};$$

При температурі фреону-12 $+15^\circ\text{C}$ визначаємо його питомий об'єм :

$$v'_u = v_u \cdot \frac{T'_u}{T_u} = 0,04119 \cdot \frac{(273 + 15)}{(273 + 10)} = 0,04192 \text{ м}^3 / \text{кг};$$

Об'ємна теоретична продуктивність компресора:

$$V_T = v'_u \cdot G = 0,04192 \cdot 0,376 = 0,0158 \text{ м}^3 / \text{с};$$

4. Визначаємо коефіцієнт подачі компресора λ .

$$\lambda = \lambda_c \cdot \lambda_{dp} \cdot \lambda_{nl} \cdot \lambda_Q;$$

де λ_c - зниження подачі за рахунок «шкідливого простору». «Шкідливий простір» приймаємо в розмірі 5 % від об'єму циліндрів $v = 0,05$, показник політропи при стиснення пар фреону-12 $n = 1,2$.

$$\lambda_c = 1 - \sigma \cdot \left[\left(\frac{P_k}{P_o} \right)^{\frac{1}{n}} - 1 \right] = 1 - 0,05 \cdot \left[\left(\frac{1,111}{0,4235} \right)^{\frac{1}{1,2}} - 1 \right] = 0,875;$$

$\lambda_{др}$ – зниження подачі компресора за рахунок дроселювання через впускні й випускні клапани, приймаємо для фреонових компресорів $\lambda_{др} = 0,95$;

$\lambda_{пл}$ – зниження подачі компресора за рахунок нещільності поршня, приймаємо для фреонових компресорів $\lambda_{пл} = 0,97$;

λ_Q – зниження подачі компресора за рахунок теплообміну із зовнішнім середовищем:

$$\lambda_Q = \frac{T_{исп}}{T_{конд}} = \frac{273+10}{273+46} = 0,887;$$

$$\lambda = \lambda_c \cdot \lambda_{др} \cdot \lambda_{пл} \cdot \lambda_Q = 0,875 \cdot 0,95 \cdot 0,97 \cdot 0,887 = 0,7153;$$

5. Сумарний об'єм, описуваний поршнями в одиницю часу:

$$V_\partial = \frac{V_T}{\lambda} = \frac{0,01228}{0,7153} = 0,01716 \text{ м}^3 / \text{с};$$

6. Вибираємо розміри циліндрів компресора і їхню кількість із типорозмірів, що випускаються промисловістю. Число циліндрів приймаємо рівним 2,4,6,8.

Необхідну кількість циліндрів N визначаємо розподілом величини сумарного об'єму, описуваного поршнем в одиницю часу V_∂ за п. 5 на подачу одного циліндра $v_{цил}$ із графі 6 таблиці типорозмірів компресорів. Результат

заносимо в графу 7 таблиці. $N = \frac{V_\partial}{v_{цил}};$

Діаметр поршня, мм	Хід поршня, мм	Об'єм циліндра, м ³	Частота обертання, об/хв.	Число впусків, 1/з	Подача одного циліндра, $v_{цил}$ м ³ /з	У циліндрів, шт. N	Прийнятий варіант
1	2	3	4	5	6	7	8
67,5	50	0,000179	1440	24	0,0043	3,99	×
101,6	70	0,000568	1440	24	0,0136	1,26	
101,6	70	0,000568	960	16	0,0091	1,885	
190	130	0,00369	960	16	0,0590	0,29	
190	130	0,00369	720	12	0,0443	0,38	

Приймаємо 4 циліндровий компресор з діаметром поршня 67,5 мм, ходом поршня 50 мм і частотою обертання валу 1440 об/хв.

7. Теоретична об'ємна продуктивність компресора:

$$V_T^k = N \cdot v_{цпл} = 4 \cdot 0,0043 = 0,017184 \text{ м}^3 / \text{с};$$

8. Дійсна об'ємна продуктивність компресора:

$$V_o^k = \lambda \cdot V_T^k = 0,7153 \cdot 0,017184 = 0,01229 \text{ м}^3 / \text{с};$$

9. Масова продуктивність компресора:

$$G^k = \frac{V_o^k}{v_1'} = \frac{0,01229}{0,04192} = 0,2932 \text{ кг} / \text{с};$$

10. Теоретична потужність, споживана компресором:

$$N_T^k = G^k \cdot A_l = 0,2932 \cdot 14 = 4,105 \text{ кВт};$$

11. Визначаємо індикаторний ККД компресора за діаграмою залежно від величини $\eta_i = 2,62$.

За діаграмою Додатку 3 одержуємо $\eta_i = 0,7$.

12. Визначаємо індикаторну потужність компресора:

$$N_i^k = \frac{N_T^k}{\eta_i} = \frac{4,105}{0,7} = 5,864 \text{ кВт};$$

13. Визначаємо потужність на подолання сил тертя. Для фреонових машин величина сил тертя може бути прийнята $P_i^{тр} = 40 \cdot 10^3 \text{ Па}$.

$$N_{mp}^k = P_i^{mp} \cdot V_T^k \cdot 10^{-3} = 40 \cdot 10^3 \cdot 0,017184 \cdot 10^{-3} = 0,687 \text{ кВт};$$

14. Визначаємо ефективну потужність на валу компресора:

$$N_e^k = N_i^k + N_{mp}^k = 5,864 + 0,687 = 6,551 \text{ кВт};$$

За таблицею Додатку 4 вибираємо найближчий стандартний електродвигун більшої потужності.

15. Визначаємо коефіцієнт завантаження обраного електродвигуна:

$$k_3 = \frac{N_e^k}{N_{уст}} = \frac{6,551}{7} = 0,9;$$

За графіками Додатку 5 знаходимо величину $\eta_{эд}$ і $\cos \varphi$:

$$\eta_{эд} = 0,7; \quad \cos \varphi = 0,8;$$

16. Приймаючи ККД передачі $\eta_n = 1,0$, визначаємо електричну потужність, споживану від мережі:

$$N_{эл}^k = \frac{N_e^k}{\eta_n \cdot \eta_{\partial\partial}} = \frac{6,551}{1,0 \cdot 0,7} = 7,0 \text{ кВт};$$

17. Добова потреба електроенергії на привод компресора з розрахунку $T_{сут} = 16$ год роботи кондиціонера в добу складе:

$$\mathcal{E}_{сут} = N_{эл}^k \cdot T_{сут} = 7,0 \cdot 16 = 112,0 \text{ кВт} \cdot \text{год} / \text{добу};$$

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Вулканович М.П. Таблицы термодинамических свойств воды и водяного пара. – М.: Энергия, 1965. 516с.
2. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – Изд.2. – М.: Наука, 1972. – 720 с.
3. Кириллин В.А., Сычев Б.Р., Шейдлин А.Е. Техническая термодинамика. – М.: Энергия, 1974. – 455с.
4. Нащокин В.В. Техническая термодинамика и теплопередача. – М.: Высшая школа, 1975. – 495 с.
5. Беляев Н.М. Термодинаміка. – К.: Вища школа, 1987. – 343с.
6. Арнольд Л.В., Михайловский Г.А., Селиверстов В.М. Техническая термодинамика и теплопередача. – М.: Высшая школа, 1979. – 443 с.
7. Сборник задач по технической термодинамике и теплопередаче \ За редакцією Б.М. Юдаева – М., 1968. – 371 с.

ДОДАТКИ

Додаток 1 - Парціальний тиск насиченої пари у повітрі при тиску 101,33 кПа

Температура повітря, $t, ^\circ$	Парціальний тиск пари, що повністю насичує повітря, $P_n, \text{Па}$
16	1820
17	1940
18	2060
19	2220
20	2330
21	2500
22	2640
23	2800
24	2980
25	3107
26	3360

Додаток 2 - Термодинамічні властивості фреону-12

t, °	P, мПа	Питомий об'єм		Ентальпия		r	Ентропія	
		v`·10 ³	v``	h`	h``		s`	s``
		м ³ /кг		кДж/кг			кДж/(кг ДО)	
- 80	0,006164	0,6148	2,142	329,06	514,89	185,83	3,6947	4,6568
- 70	0,01226	0,6248	1,129	337,41	519,52	182,10	3,7368	4,6332
- 60	0,02262	0,6355	0,6386	345,90	524,19	178,29	3,7776	4,6140
- 50	0,03919	0,6468	0,3834	354,55	528,90	174,35	3,8172	4,5985
- 40	0,06430	0,6588	0,2421	363,34	533,60	170,26	3,8557	4,5859
- 30	0,1006	0,6717	0,1595	372,29	538,30	166,00	3,8932	4,5759
- 20	0,1513	0,6854	0,1091	381,38	542,96	161,58	3,9296	4,5679
- 10	0,2196	0,7003	0,07689	390,63	547,55	156,92	3,9653	4,5616
0	0,3091	0,7164	0,05566	400,00	552,06	152,06	4,0000	4,5567
10	0,4235	0,7340	0,04119	409,54	556,45	146,92	4,0340	4,5528
20	0,5669	0,7533	0,03105	419,22	560,69	141,46	4,0672	4,5498
30	0,7435	0,7748	0,02376	429,08	564,72	135,64	4,0998	4,5473
40	0,9577	0,7989	0,01840	439,16	568,48	129,32	4,1320	4,5450
50	1,214	0,8264	0,01437	449,49	571,89	122,40	4,1638	4,5426
60	1,519	0,8585	0,01128	460,18	574,83	114,65	4,1956	4,5398
70	1,877	0,8970	1,008866	471,36	577,14	105,78	4,2277	4,5360
80	2,295	0,9450	1,006934	483,27	678,54	95,27	4,2608	4,5306
90	2,780	1,0095	1,005345	496,32	578,52	82,20	4,2960	4,5223
100	3,342	1,1091	1,003972	511,47	575,90	62,42	4,3355	4,5081
110	3,990	1,3639	1,002550	533,22	564,78	31,56	4,3909	4,4732

Примітка до Додатку 2:

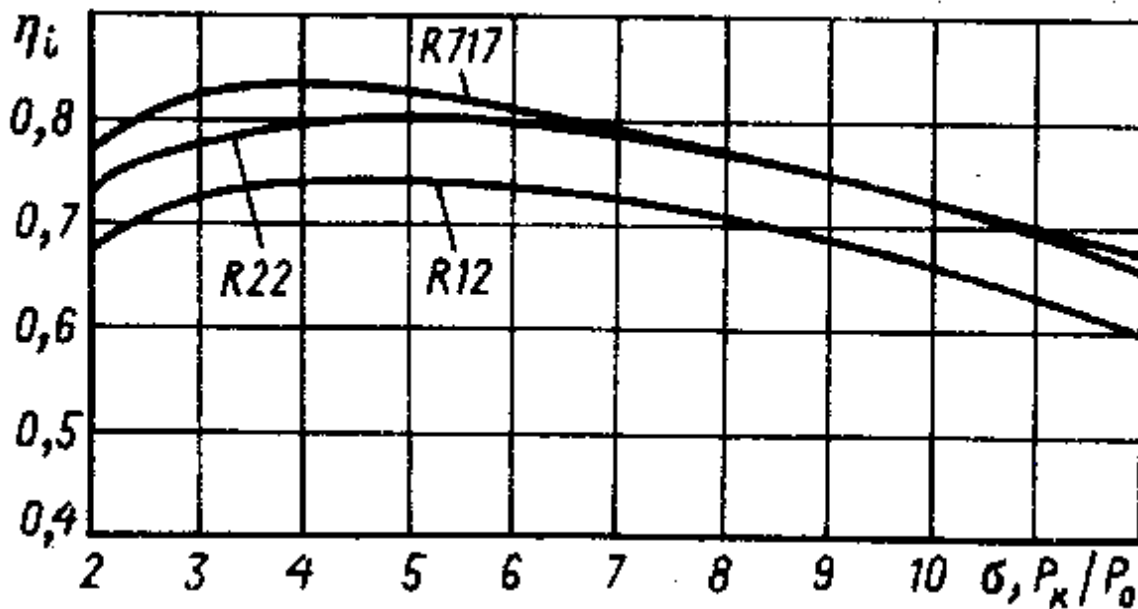
Формули лінійної інтерполяції для визначення теплофізичних властивостей фреону-12 :

$$y_{ti} = \frac{y_{t2} - y_{t1}}{t_2 - t_1} \cdot (t_i - t_1) + y_{t1};$$

t_1	Y_{t1}
t_i	Y_{ti}
t_2	Y_{t2}

Додаток 3.

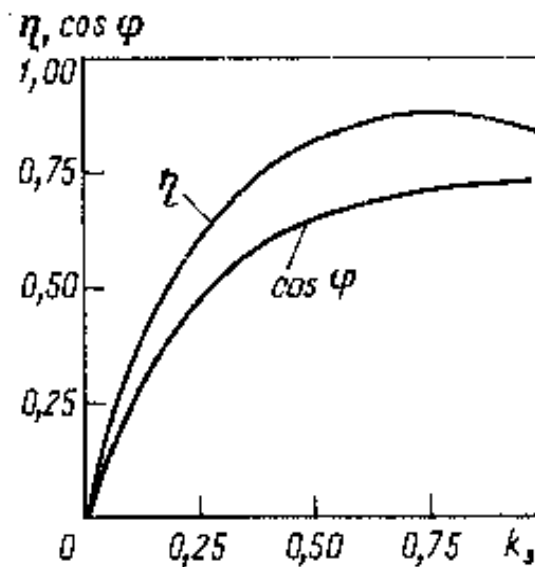
Діаграма для визначення індикаторного ККД η_i холодильних компресорів



Позначення холодоагентів: R 717 - аміак, R 12 - фреон-12, R 22 - фреон-22.

Шкала настановних потужностей електродвигунів серії 4А

Настановна потужність, кВт, при номінальній частоті обертання, об/хв		
1500 об/хв	1000 об/хв	750 об/хв
0,75	0,55	0,25
1,1	0,75	0,37
1,5	1,1	0,55
2,2	1,5	0,75
3,0	-	1,1
4	2,2	1,5
5,5	3	2,2
-	4	3
7,5	5,5	4
11	7,5	5,5
15	11	7,5
18,5	15	11
22	-	-
30	18,5	15
37	22	18,5
45	30	22
55	37	30
75	45	37
90	55	45
110	75	55
-	90	75
-	110	90
-	-	110

Додаток 5. Ліаграма для визначення η і $\cos \varphi$ електродвигунів

ЗМІСТ

	Стор.
ЗМ 1. Ідеальні гази	4
1.1. Перший закон термодинаміки. Основні поняття й визначення	4
1.1.1. Термодинамічна система й навколишнє середовище.	4
1.1.2. Основні термодинамічні параметри стану.....	4
1.1.3. Термодинамічний процес.....	10
1.1.4. Рівняння стану.....	12
1.1.5. Енергія, внутрішня енергія.....	18
1.1.6. Теплота й робота.	20
1.1.7. Перший закон термодинаміки.....	21
1.1.8. Теплоємність.	26
1.2. Другий закон термодинаміки.....	32
1.2.1. Енергія й ентропія.....	32
1.2.2. Рівноважність й оборотність процесів.....	34
1.2.3. Умови роботи теплових машин.....	35
1.2.4. Цикл Карно	38
1.2.5. Зворотний оборотний цикл Карно.....	43
1.2.6. Узагальнений термодинамічний цикл Карно.....	45
1.3. Термодинамічні процеси зміни стану ідеального газу.....	50
1.3.1. Загальні питання дослідження процесів.....	50
1.3.2. Ізохорний процес.....	51
1.3.3. Ізобарний процес.....	54
1.3.4. Ізотермічний процес.....	57
1.3.5. Адіабатний процес.....	59
1.3.6. Політропний процес.....	62
ЗМ 2. Реальні гази	70
2.1. Основні поняття і визначення.....	70
2.2. Термодинамічна фазова рт-діаграма. Рівняння Клайперона-Клаузіуса.....	71
2.3. PV-діаграма водяної пари.....	76
2.4. TS-діаграма водяної пари.....	77
2.5. IS-діаграма водяної пари.....	79
2.6. Основні параметри води й водяної пари.....	81
2.7. Процеси зміни стану водяної пари p, TS, IS-діаграмах.....	86

2.8. Вологе повітря, абсолютна вологість, вологовміст і відносна вологість повітря.....	89
2.9. Теплоємність і ентальпія вологого повітря.....	92
2.10. ID-діаграма вологого повітря.....	93
2.11. Газові суміші.....	97
ЗМ 3. Цикли компресорних машини	102
3.1. Компресори.....	102
3.1.1. Цикли компресорних машин.....	107
3.1.2. Багатоступінчастий компресор.....	108
3.2. Цикли поршневих двигунів внутрішнього згорання.....	111
3.2.1. Класифікація ДВЗ.....	111
3.2.2. Цикли ДВЗ із підведенням теплоти при постійному обсязі.....	112
3.2.3. Цикли ДВЗ при постійному тиску.....	115
3.2.4. Цикли ДВЗ зі змішаним підведенням теплоти.....	118
3.3. Цикли газотурбінних установок і реактивних двигунів.....	121
3.3.1. Цикли ГТУ з підведенням теплоти при постійному тиску.....	121
3.3.2. Цикли ГТУ з підведенням теплоти при постійному об'ємі.....	124
3.4. Цикли паросилових установок МГД-генератор.....	127
3.4.1. Цикл Карно у вологій парі і його недоліки.....	127
3.4.2. Основний цикл Цикл Ренкіна.....	128
3.4.3. Корисна робота циклу Ренкіна. Робота живильного насоса.....	129
3.4.4. Термічний ККД циклу Ренкіна.....	130
3.4.5. Вплив параметрів пари на термічний ККД циклу Ренкіна.....	131
3.4.6. Проміжний перегрів пари.....	133
3.4.7. Регенеративний цикл паросилової установки.....	134
3.4.8. Цикли парогазових установок.....	139
3.5. Цикли холодильних машин.....	144
3.5.1. Цикл повітряної холодильної установки.....	146
3.5.2. Цикл парової компресорної холодильної установки.....	147
3.5.3. Цикл холодильної установки абсорбційного типу.....	149
3.5.4. Цикл пароежекторної холодильної установки.....	150
Тестова Задача за модулем « Термодинаміка»	152
Список літератури.....	161
Додатки.....	162

НАВЧАЛЬНЕ ВИДАННЯ

Курс лекцій з дисципліни «Термодинаміка» (для студентів напрямку підготовки
6.060101 - «Будівництво» спеціальності «Теплогазопостачання і вентиляція»)

Автор: Олександр Васильович Ромашко,
Вікторія Анатоліївна Міланко

Відповідальний за випуск: Капцов І.І.

Редактор: М.З. Аляб'єв

План 2009, поз.59-л

Підп. до друку 26.05.09	Формат 60×84 1/16	Папір офісний
Друк на ризографі	Умовн.-друк. арк. 8,3	Обл. -вид. арк. 9,0
Замовл. №	Тираж 100 прим.	

61002, м. Харків, ХНАМГ, вул. Революції, 12

Сектор оперативної поліграфії ЦНІТ ХНАМГ
61002, Харків, вул. Революції, 12